

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
FEDERICO II**



**SCUOLA POLITECNICA E DELLE SCIENZE DI BASE
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE**

**DOTTORATO IN
INGEGNERIA AEROSPAZIALE, NAVALE E DELLA QUALITÀ
XXVI CICLO**

TESI DI DOTTORATO

**MESSA A PUNTO E PROVE DI UNA SONDA IN GRAFITE PER LA
CARATTERIZZAZIONE DI UNA GALLERIA AD ARCO PER LA
SIMULAZIONE DEL RIENTRO ATMOSFERICO**

TUTORS

Prof. Ing. Gennaro Zuppardi

Dr. Ing. Antonio Esposito

CANDIDATO

Vincenzo Caso

*Ai miei genitori Francesca e Giovanni
Per tutti i sacrifici che hanno fatto
Per quelli che continuano a fare in silenzio
Per aver creduto in me sempre
Per avermi insegnato i valori della vita
Che possa essere un motivo di gioia ed orgoglio*

Introduzione	1
---------------------------	----------

Capitolo Primo

Combustione della grafite - Teoria e fenomenologia

1.1	Introduzione	3
1.2	Analisi dello stato dell'arte	3
1.3	La combustione della grafite	5
1.4	Rateo di combustione – Impostazione analitica	8
1.5	Comportamento della combustione nei casi limiti	17
1.5.1	Modo congelato (<i>Frozen Mode</i>)	17
1.5.2	Modo con fiamma distaccata (<i>Flame-Detached Mode</i>)	18
1.5.3	Modo con fiamma attaccata (<i>Flame-Attached Mode</i>)	20
1.5.4	Rateo di combustione per la condizione di diffusione (<i>Diffusion-limited</i>)	21
1.6	Rateo di combustione e la fiamma di CO	22
1.7	Rateo di combustione – Formulazioni approssimate	24
1.7.1	Formulazione di A. Makino	24
1.7.2	Formulazione di Miller&Sutton	30
1.7.1	Formulazione di G. W. Sutton	32

Capitolo Secondo

Uso di barra in grafite come sonda per la misura della concentrazione di ossigeno

2.1	Introduzione	35
2.2	Analisi della letteratura sull'argomento	35
2.3	Derivazione della concentrazione locale dell'ossigeno	37
2.3.1	Il modello di Miller&Sutton	37
2.3.2	Il modello di A. Makino.....	38
2.4	Considerazioni sulla formulazione proposta	38

Capitolo Terzo

La galleria del vento SPES

3.1	Introduzione	40
3.2	La galleria del vento SPES	41

3.2.1	La torcia	42
3.2.2	Camera di miscelazione	44
3.2.2.1	La camera di miscelazione radiale	44
3.2.2.2	La camera di miscelazione tangenziale (di tipo <i>swirl</i>)	47
3.2.3	L'ugello	50
3.2.4	La camera di prova	51
3.2.5	Sistemi di supporto	52

Capitolo Quarto

Apparato Sperimentale

4.1	Introduzione	54
4.2	Sonda in grafite	54
4.3	Bilancia analitica	55
4.4	Calibro a corsoio	55
4.5	Microscopio ottico	57
4.6	Microscopio elettronico	57
4.7	Pirometro	58
4.8	Termografo	59
4.9	Telecamera e macchina fotografica	59
4.10	Modifiche alla camera di prova.....	60

Capitolo Quinto

Protocollo di prova e tecniche di misura

5.1	Introduzione	62
5.2	Protocollo di prova	62
5.3	Misure relative alla corrente.....	64
5.3.1	Entalpia totale: bilancio energetico	64
5.3.2	Pressioni	65
5.4	Misure sul corpo	65
5.4.1	Misure di temperatura mediante pirometria	65
5.4.2	Misure del rateo di combustione locale mediante termografia	66
5.4.3	Misure del rateo di combustione medio	67

Capitolo Sesto

Determinazione del campo di moto

6.1	Introduzione	69
6.2	Caratterizzazione della corrente: teoria di R. B. Pope	69
6.3	Campo di pressione sul corpo: teoria di A. Sakurai (<i>Blast Wave Theory</i>)	73
6.4	Coefficiente di scambio e flusso termico: formulazione di L. F. Crabtree	78

Capitolo Settimo

Prove Sperimentali e analisi dei risultati

7.1	Prove di calibrazione della galleria e di set-up	80
7.1.1	Prove in regime supersonico	81
7.1.2	Prove in regime ipersonico	89
7.2	Prove preliminari	96
7.3	Prove con sonda di grafite sull'asse di simmetria della corrente	99
7.3.1	Prove in regime supersonico	99
7.3.2	Prove in regime ipersonico	102
7.4	Prova con multisonda - Sviluppo futuro	106

Conclusioni	108
--------------------------	------------

Ringraziamenti	110
-----------------------------	------------

Simboli e Acronimi	112
---------------------------------	------------

Bibliografia	115
---------------------------	------------

INTRODUZIONE

Nelle maggior parte delle gallerie ad arco elettrico, utilizzate per la simulazione di condizioni di rientro atmosferico, esiste tutt'oggi un problema tecnologico irrisolto, le cui conseguenze sulle caratteristiche del flusso generato sono importanti.

In particolare attraverso l'arco elettrico si processa un gas inerte, di norma argon o azoto, onde evitare l'ossidazione ad alta temperatura degli elettrodi e la conseguente rapida distruzione degli stessi, indi si inietta aria o ossigeno nel plasma così ottenuto, di norma tangenzialmente o radialmente, in modo da cercare di riprodurre correttamente le caratteristiche termofluidodinamiche ed aerotermochimiche del gas ai fini della simulazione del rientro atmosferico.

Dunque una questione chiave che si pone è indagare sull'uniformità delle proprietà termofluidodinamiche e della composizione chimica del plasma, per stabilire se i gas di processo si siano miscelati in modo tale da approssimare adeguatamente un plasma di aria.

Alcune teorie approssimate sulla combustione della grafite, tra cui in particolare quelle dovute a G. W. Sutton, I. Miller e K. Sutton, A. Makino mostrano che la velocità della combustione stazionaria dipende dalle condizioni termofluidodinamiche locali della corrente e dalla concentrazione dell'ossigeno al bordo dello strato limite. Dunque dalle condizioni termofluidodinamiche locali della corrente (entalpia totale e pressione) e dalla misura del consumo di una sonda grafitica, sulla quale avviene la combustione se immersa nella corrente ad alta entalpia in studio, è possibile, in linea di principio, determinare la distribuzione dell'ossigeno.

Nel presente lavoro di Dottorato, svolto prevalentemente con metodi sperimentali ed utilizzando la galleria a plasma del Dipartimento di Ingegneria Industriale della Università di Napoli "Federico II" denominata *SPES (Small Planetary Entry Simulator)*, ci siamo focalizzati sullo studio della combustione di una sonda cilindrica sottile in grafite immersa in una corrente ad alta entalpia in regime sia supersonico che ipersonico. Lo studio ha avuto la finalità di dare un ulteriore apporto ad un argomento complesso e vasto come la combustione della grafite e in tal senso la configurazione considerata assume un ruolo fondamentale e lo studio è stato condotto utilizzando una

barra di grafite sottile (corpo assialsimmetrico) immersa in corrente in regime sia supersonico che ipersonico e posta sull'asse di simmetria in modo da valutare anche le eventuali differenze di comportamento in due questi due regimi.

CAPITOLO PRIMO

Combustione della grafite – Teoria e fenomenologia

1.1 Introduzione

Uno dei problemi di più difficile soluzione nel rientro nell'atmosfera terrestre o nell'ingresso in atmosfere di altri pianeti è salvaguardare l'integrità del veicolo e/o del carico utile messo a dura prova dal surriscaldamento aerodinamico. Il problema è oggi affrontato e risolto facendo ricorso a sistemi di protezione termica costituiti da materiali refrattari ed ablanti che ricoprono la struttura metallica.

In ambito aerospaziale l'utilizzo di scudi termici ablativi riveste un ruolo fondamentale e lo studio della grafite come possibile materiale protettivo diventa interessante sotto il profilo teorico e pratico. Si stanno sviluppando e studiando i comportamenti di diversi materiali da utilizzare come sistemi di protezione termica ablativa, ovviamente tutti presentano vantaggi e svantaggi che dipendono dalle caratteristiche dei materiali stessi (massa specifica, resistenza meccanica, temperatura di fusione) e dalle condizioni ambientali in cui devono lavorare (flusso di calore, temperatura, stress meccanici). La grafite risulta essere un buon materiale di protezione termica per la sua leggerezza, l'alta resistenza a flussi di calore e temperature elevate, in più presenta una migliore resistenza ablativa e una più bassa velocità di regressione rispetto ai materiali resinosi anche in condizioni termiche estreme.

Lo studio della grafite ha un ruolo trasversale alle varie discipline ed è di grande interesse per la propulsione (per le alte densità di energia raggiungibili), per i sistemi di protezione termica (compositi carbon-carbon e scudi termici ablativi a base di grafite), e per i combustori scramjet, inoltre è oggetto di studio anche nel settore industriale in cui la ricerca è sia di base (pulverized coal) sia applicativa (bruciatori, forni).

1.2 Analisi dello stato dell'arte

L'interazione tra la grafite e l'aria è stato un argomento affrontato e studiato da oltre cento anni ma nonostante la mole di lavori e prove effettuate restano ancora dei punti pochi chiari sul suo comportamento in ambiente termico ad alta temperatura. Quello che

si evince nell'affrontare la combustione della grafite e il suo rateo di combustione è che il suo comportamento varia al variare della temperatura superficiale del corpo immerso nella corrente. Al variare della temperatura, quindi, vi sono tre regimi o modi di combustione:

- il regime della cinetica di superficie (*surface kinetics*) per basse temperature (fino a circa 1500 K)
- il regime diffusivo (*diffusion limited*) per temperature medie (da 1500 K a 3000 K)
- il regime della sublimazione (*sublimation*) per alte temperature (oltre 3000 K)

Come si nota dalla Fig. 1.1 la temperatura alla quale la grafite comincia la combustione è tra i 500 e 1000 K e dipende dalla pressione relativa del gas reagente sulla superficie.

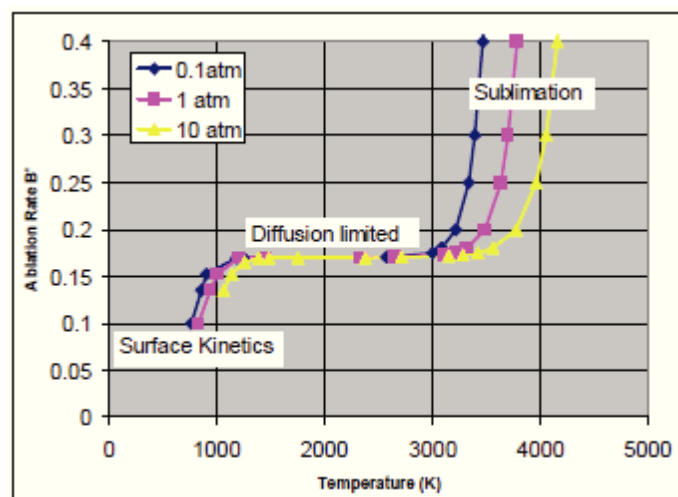


Figura 1.1 – Rateo di ablazione adimensionale della grafite in aria per condizioni di equilibrio

Per basse temperature di superficie, minori di 1500 K, il rateo di combustione cresce rapidamente con la temperatura superficiale ed è limitato dalla velocità dei processi chimici, incluso l'adsorbimento, le reazioni e il desorbimento.

A temperature più alte comprese tra i 750 K e 1700 K la velocità dei processi chimici è comparabile al rateo al quale nuovi reagenti sono trasportati sulla superficie e i prodotti della reazione sono rimossi dalla convezione e dalla diffusione. Quindi il processo globale si trova in un regime di transizione nel quale la velocità del processo di

ossidazione è limitato dalla presenza di due resistenze in serie, una di tipo chimico e la seconda di tipo gasdinamico.

A temperature oltre i 1700 K i processi di ossidazione chimica sono offuscati dai processi gasdinamici. In questo regime di diffusione il rateo di combustione resta insensibile alla temperatura superficiale.

Per temperature ancora maggiori, superiori a 3000 K, il rateo di sublimazione degli atomi e delle molecole di grafite può eccedere il rateo di ossidazione superficiale e queste specie sono presenti nella fase gassosa.

1.3 La combustione della grafite

L'importanza della grafite in ambito aerospaziale giustifica le ricerche effettuate in questo campo. Tuttavia a causa delle complessità coinvolte nel fenomeno in oggetto, la simultanea presenza di reazioni sulla superficie, di reazioni nella fase gassosa e la loro mutua interazione, restano ancora alcuni problemi importanti per la comprensione delle basi della combustione della grafite.

Da un punto di vista chimico-fenomenologico la combustione della grafite consiste di cinque step o processi:

1. Diffusione delle specie ossidanti sulla superficie del solido
2. Adsorbimento delle molecole nei siti attivi sulla superficie
3. Formazione dei prodotti dalle molecole adsorbite sulla superficie
4. Desorbimento degli ossidi solidi nella fase gassosa
5. Migrazione dei prodotti gassosi nella corrente libera attraverso lo strato limite

La più lenta delle cinque fasi determina il rateo di combustione in quanto questi step avvengono in sequenza. In generale le fasi (2) e (4) sono estremamente veloci.

L'adsorbimento (dal latino adsorbere, assorbire lentamente) è un fenomeno chimico-fisico che consiste nell'accumulo di una o più sostanze fluide (liquide o gassose) sulla superficie di un condensato (solido o liquido).

Nel fenomeno dell'adsorbimento le specie chimiche (molecole, atomi o ioni) instaurano tra loro un'interazione di tipo chimico-fisico (forze di Van der Waals, forze

elettrostatiche, legami idrogeno o legami chimici intramolecolari) sulla superficie di separazione tra due diverse fasi (tale superficie è detta "interfase").

Come risultato dell'interazione tra le particelle ed il mezzo di adsorbimento (detto adsorbente o substrato), si può ottenere una separazione dei componenti di una miscela, in quanto uno o più componenti restano adsorbiti, mentre altri componenti non rimangono adsorbiti o si adsorbono meno velocemente. Ad esempio facendo passare una corrente di aria, la quale è una miscela costituita principalmente da azoto e ossigeno, su un letto adsorbente l'azoto si adsorbe con più facilità dell'ossigeno, per cui i due componenti risultano separati.

L'adsorbimento influisce sul movimento di molecole, atomi o ioni. Infatti vengono persi in parte i loro gradi di libertà traslazionali, ma non quelli vibrazionali e rotazionali. Si può intendere l'adsorbimento come un vincolo al movimento delle molecole che può essere causato da una fase solida, che nel caso in cui sia polare, trattiene le specie chimiche polari (tra cui molecole polari o ioni) e respinge quelle apolari, mentre nel caso in cui sia apolare, trattiene le specie chimiche apolari e respinge quelle polari.

Il desorbimento, invece, è il fenomeno opposto all'adsorbimento e consiste nel rilascio delle sostanze precedentemente adsorbite sulla superficie dell'adsorbente.

Quando la temperatura superficiale è bassa la fase (3) risulta essere molto più bassa di quella delle fasi (1) e (5) e pertanto il rateo di combustione o velocità di combustione, definita come la massa che viene trasferita nell'unità di area e di tempo, è determinata unicamente dai fenomeni di cinetica chimica. Poiché il processo in questione in questo regime è cinematicamente controllato, il rateo di combustione dipende unicamente dalla temperatura superficiale in modo esponenziale. Di contro, il processo di diffusione che procede attraverso lo strato limite è irrilevante e quindi il rateo di combustione è indipendente dal suo spessore. Quindi la concentrazione delle specie ossidanti sulla superficie di reazione non sono molto differenti da quelle che avvengono nella corrente libera. Tuttavia poiché la grafite è più o meno porosa, in generale, la combustione procede in tutto il provino.

Quando la temperatura superficiale è alta, la fase (3) è molto più veloce delle fasi (2) e (5), così che il rateo di combustione è controllato dal rateo di diffusione delle specie ossidanti (l'ossigeno) sulla superficie solida sulla quale la loro concentrazione è quasi trascurabile. In questo regime diffusionalmente controllato il rateo di combustione, il

quale si manifesta macroscopicamente con la regressione della superficie, dipende fortemente dallo spessore dello strato limite, mentre la sua dipendenza dalla temperatura superficiale è debole (la sua dipendenza è proporzionale alla $T^{0.5 \sim 1.0}$).

Poiché il trasferimento sulla superficie della grafite può avvenire tramite O_2 , CO_2 e H_2O le principali reazioni superficiali sono:



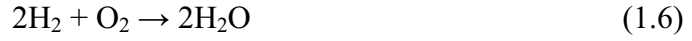
A temperature maggiori di 1000 K è riconosciuto a livello generale che la formazione di monossido di carbonio CO sia il percorso preferito e il relativo contributo della reazione (1.1) può essere trascurato. In tal modo la reazione (1.2) sarà chiamata come la reazione C- O_2 .

Le reazioni (1.2) e (1.3) sono entrambe un modo equivalente per la produzione del monossido di carbonio CO. La reazione C- O_2 risulta essere il percorso preferito per la produzione del monossido di carbonio CO alle basse temperature quando vi sono presenti anche O_2 e CO_2 . Tale reazione può iniziare intorno ai 600 K e può saturare intorno ai 1600 K, procedendo in modo infinitamente veloce rispetto alla diffusione. La reazione C- CO_2 (1.3), invece, è il percorso preferito per la formazione di monossido di carbonio CO per temperature più elevate di quelle della reazione C- O_2 e si innesca intorno ai 1600 K e comincia a saturare intorno ai 2500 K. Tale reazione è particolarmente significativa perché l'anidrite carbonica CO_2 della reazione (1.3) può anche essere il prodotto dell'ossidazione della CO in fase gassosa



la quale sarà definita come la reazione CO- O_2 . In tal modo la reazione CO- O_2 e C- CO_2 possono formare un loop.

Quando l'ammontare di acqua è rilevante all'interno dell'ambiente di combustione allora la reazione $C-H_2O$ (1.4) diventa importante. Questa reazione è significativa in quanto l'acqua H_2O è il prodotto dell'ossidazione della H_2



riferita come reazione H_2-O_2 , la quale costituisce un loop con la reazione.

1.4 Rateo di combustione – Impostazione analitica

Il modello preso in considerazione simula la combustione isobarica della grafite con temperatura superficiale costante T_s nella zona di ristagno della corrente a temperatura T_∞ , con frazione di massa dell'ossigeno $Y_{O,\infty}$, e con frazione di massa dell'anidride carbonica $Y_{P,\infty}$. Le reazioni principali considerate sono le reazioni superficiali $C-O_2$ e $C-CO_2$ e la reazione della fase gassosa $CO-O_2$. La reazione $C+O_2 \rightarrow CO_2$ è esclusa in quanto per i nostri scopi la temperatura è superiore ai 1000 K. Le assunzioni fatte nella trattazione sono la costanza del peso molecolare medio, la costanza del valore del prodotto della densità e viscosità, il numero di Lewis unitario, l'irreversibilità della reazione della fase gassosa e le reazioni superficiali di primo ordine. Le caratteristiche della superficie, come la porosità e la superficie interna degli interstizi, sono raggruppate nel fattore di frequenza per le reazioni di superficie.

Le equazioni che governano le correnti quasi stazionarie assialsimmetrico e/o bidimensionale allo strato limite in presenza di reazioni chimiche sono:

Continuità:

$$\frac{\partial(\rho u R^j)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v R^j)}{\partial y} = 0 \quad (1.7)$$

Momento:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho_\infty u_\infty \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_\infty \quad (1.8)$$

Specie chimiche:

$$\rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) = -w_i \quad (i=F,O)$$

$$\rho u \frac{\partial Y_P}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_P}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial Y_P}{\partial y} \right) = w_P \quad (1.9)$$

$$\rho u \frac{\partial Y_N}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_N}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial Y_N}{\partial y} \right) = 0$$

Energia:

$$\rho u \frac{\partial (c_p T)}{\partial x} + \rho v \frac{\partial (c_p T)}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) = q w_F \quad (1.10)$$

con T è la temperatura, c_p il calore specifico, q il calore di combustione per unità di massa di CO, Y la frazione di massa, w il rateo di reazione, u la componente della velocità lungo la direzione tangenziale x , v la componente della velocità lungo la direzione perpendicolare y , e i pedici C, F, O, P, N, g, s e ∞ sono rispettivamente il carbonio, il monossido di carbonio, l'ossigeno, l'anidride carbonica, l'azoto, la fase gassosa, la superficie e le condizioni a monte della corrente.

Nelle equazioni si è fatta l'assunzione che la il riscaldamento dovuto a pressione e viscosità sei trascurabile nella (1.10), che esista un solo singolo coefficiente di diffusione binario D per tutte le specie chimiche coinvolte, che il c_p sia costante, e che la reazione CO-O₂ possa essere rappresentata da una reazione irreversibile ad un processo con un rateo di produzione

$$w_F = (v_i W_i) B_g \left(\frac{\rho Y_F}{W_F} \right)^{v_F} \left(\frac{\rho Y_O}{W_O} \right)^{v_O} e^{\left(-\frac{E_g}{R_0 T} \right)} \quad (1.11)$$

con B è il fattore di frequenza, E l'energia di attivazione, R_0 la costante universale dei gas, ν il coefficiente stechiometrico, e W il peso molecolare. Dobbiamo anche notare che R^j nella (1.7) descrive la curvatura della superficie mentre $j=1$ e 0 rappresentano rispettivamente la corrente assialsimmetrica e bidimensionale e le componenti della velocità u_∞ e v_∞ della corrente libera al di fuori dello strato limite sono date in funzione del gradiente di velocità a , il quale per corrente assialsimmetrica è definito come $3V_\infty/d$ con V_∞ la velocità della corrente a monte e d il diametro della barra di grafite,

$$\begin{aligned} u_\infty &= ax \\ v_\infty &= -(j+1)ay \end{aligned} \quad (1.12)$$

Le condizioni al contorno per le equazioni della continuità e del momento sono ben note e riportate in letteratura

$$\begin{aligned} \text{a } y=0 \text{ si ha } u=0, \quad v=v_s \\ \text{per } y \rightarrow 0 \text{ si ha } v=v_\infty \end{aligned} \quad (1.13)$$

Per le equazioni di conservazione delle specie chimiche si ha nella corrente libera

$$\begin{aligned} (Y_F)_\infty &= 0 \\ (Y_i)_\infty &= Y_{i,\infty} \end{aligned} \quad (1.14)$$

con $i=O, P, N$.

Sulla superficie della grafite i componenti trasportati dal gas al solido per diffusione, trasportati via dall'interfaccia tramite la convezione e prodotti o consumati dalle reazioni di superficie devono essere tenute in conto. Pertanto abbiamo

$$(\rho v Y_F)_s - \left(\rho D \frac{\partial Y_F}{\partial y} \right)_s = 2W_F \left(\frac{\rho Y_O}{W_O} \right) B_{s,O} e^{\left(\frac{T_{a,s,O}}{T_s} \right)} + 2W_F \left(\frac{\rho Y_P}{W_P} \right) B_{s,P} e^{\left(\frac{T_{a,s,P}}{T_s} \right)} \quad (1.15)$$

$$(\rho v Y_O)_s - \left(\rho D \frac{\partial Y_O}{\partial y} \right)_s = -W_O \left(\frac{\rho Y_O}{W_O} \right) B_{s,O} e^{\left(\frac{T_{a,s,O}}{T_s} \right)} \quad (1.16)$$

$$(\rho v Y_P)_s - \left(\rho D \frac{\partial Y_P}{\partial y} \right)_s = -W_P \left(\frac{\rho Y_P}{W_P} \right) B_{s,P} e^{\left(\frac{T_{a,s,P}}{T_s} \right)} \quad (1.17)$$

$$(\rho v Y_N)_s - \left(\rho D \frac{\partial Y_N}{\partial y} \right)_s = 0 \quad (1.18)$$

Se consideriamo le variabili nello strato limite possiamo riscrivere le equazioni della conservazione del momento, delle specie i , e dell'energia come

$$\frac{d^3 f}{d\eta^3} + f \frac{d^2 f}{d\eta^2} + \frac{1}{2^j} \left\{ \frac{\rho_\infty}{\rho} - \left(\frac{df}{d\eta} \right)^2 \right\} = 0 \quad (1.19)$$

$$L \left(\tilde{Y}_F + \tilde{Y}_P \right) = L \left(\tilde{Y}_O + \tilde{Y}_P \right) = L \left(\tilde{Y}_P - \tilde{T} \right) = L \left(\tilde{Y}_N \right) \quad (1.20)$$

$$L \left(\tilde{T} \right) = -Da_g w_g \quad (1.21)$$

nelle quali l'operatore convettivo-diffusivo è definito come

$$L = \frac{d^2}{d\eta^2} + f \frac{d}{d\eta} \quad (1.22)$$

il numero di Damköhler per la reazione della fase gassosa CO-O₂ è dato da

$$Da_g = \left(\frac{B_g}{2^j a} \right) \left(\frac{\rho_\infty}{\nu_p W_p} \right)^{\nu_F + \nu_O - 1} (\nu_F)^{\nu_F} (\nu_O)^{\nu_O} \quad (1.23)$$

con il rateo di reazione non dimensionale

$$w_g = \left(\frac{\tilde{f}_1}{\tilde{f}_2} \right) \left(\frac{\tilde{f}_3}{\tilde{f}_4} \right) \left(\frac{\tilde{f}_5}{\tilde{f}_6} \right) \quad (1.24)$$

Nelle equazioni appena scritte le variabili convenzionali dello strato limite s e η , legate alle coordinate fisiche x e y sono date da

$$s = \int_0^x \rho_\infty(x) \mu_\infty(x) u_\infty(x) R^{2j} dx \quad (1.25)$$

$$\eta = \frac{u_\infty(x) R^j}{\sqrt{2s}} \int_0^y \rho(x, y) dy$$

La funzione di corrente non dimensionale $f(s, \eta)$ è legata alla funzione di corrente $\psi(x, y)$ tramite

$$f(s, \eta) = \frac{\psi(x, y)}{\sqrt{2s}} \quad (1.26)$$

Nella quale $\psi(x, y)$ è definita da

$$\rho u R^j = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \rho v R^j = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (1.27)$$

In modo tale che l'equazione di continuità è automaticamente soddisfatta.

Le variabili e i parametri usati nelle equazioni adimensionali sono

$$\begin{aligned}
 \tilde{T} &= \frac{q}{(c_p \alpha_F)}, \quad \tilde{T} = \frac{R^0}{q/(c_p \alpha_F)} \\
 \alpha_F &= \frac{\nu_P W_P}{\nu_F W_F}, \quad \tilde{T} = \frac{\nu_F W_F}{\nu_P W_P} Y_F \\
 \tilde{T} &= \frac{\nu_O W_O}{\nu_P W_P} Y_O, \quad \tilde{T} = \frac{\nu_F W_F}{\nu_P W_P}, \quad \delta = \frac{W_P}{W_C}
 \end{aligned} \tag{1.28}$$

Nelle equazioni adimensionalizzate è stato ipotizzato che il numero di Prandtl e il numero di Schmidt siano unitari. Dal momento che si è utilizzata l'equazione del gas ideale assumendo il peso molecolare medio e costante attraverso lo strato limite, il termine (ρ_∞/ρ) nella (1.19) può essere sostituito da (T/T_{inf}) . Questa ipotesi oltre a semplificare molto le equazioni, così come avvenuto con l'ipotesi di costanza di $\rho\mu$, introduce un errore variabile dal 50% al 70% nelle proprietà di trasporto del gas nell'intervallo di temperatura preso in esame. Pur essendo elevati questi errori sono accettabili in quanto nei ratei delle reazioni chimiche si hanno errori molti più grandi.

Le condizioni al contorno per la (1.19) sono

$$f(0) = f_s, \quad \left(\frac{df}{d\eta} \right)_s = 0, \quad \left(\frac{df}{d\eta} \right)_\infty = 1 \tag{1.29}$$

mentre per le (1.20) e (1.21) esse diventano

$$\begin{aligned}
 \eta = 0: \quad \tilde{T} &= \tilde{T}_s, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_s, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_s \quad (i = F, O, P, N) \\
 \eta \rightarrow \infty: \quad \tilde{T} &= \tilde{T}_\infty, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty \quad (i = O, P, N)
 \end{aligned} \tag{1.30}$$

oltre alle quali vanno tenuto in conto le relazioni di conservazione delle specie chimiche in gioco sulla superficie

$$-\left(\frac{d\tilde{T}}{d\eta} \right)_s + (-f_s) \tilde{T}_s = f_{s,O} + 2\delta(-f_{s,P}) = \delta(-f_s) + \delta(-f_{s,P}) \tag{1.31}$$

$$-\left(\frac{d\tilde{\Gamma}}{d\eta}\right)_s + (-f_s^c)\tilde{\Gamma} = -f_{s,O} = -\delta(-f_s) + \delta(-f_{s,P}) \quad (1.32)$$

$$-\left(\frac{d\tilde{\Gamma}}{d\eta}\right)_s + (-f_s^c)\tilde{\Gamma} = -f_{s,P} \quad (1.33)$$

$$-\left(\frac{d\tilde{\Gamma}}{d\eta}\right)_s + (-f_s^c)\tilde{\Gamma} = 0 \quad (1.34)$$

nelle quali abbiamo che

$$\delta(-f_s) = \delta(-f_{s,O}) + \delta(-f_{s,P}) = A_{s,O} \tilde{\Gamma} \quad (1.35)$$

nella quale abbiamo considerato

$$A_{s,O} \equiv Da_{s,O} \left(\frac{\tilde{r}_1}{\tilde{r}_1} \right)$$

$$Da_{s,O} \equiv \frac{B_{s,O}}{\sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)}} \quad (1.36)$$

$$A_{s,P} \equiv Da_{s,P} \left(\frac{\tilde{r}_1}{\tilde{r}_1} \right)$$

$$Da_{s,P} \equiv \frac{B_{s,P}}{\sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)}}$$

$Da_{s,P}$ e $Da_{s,O}$ sono i numeri di Damköhler superficiali e dipendono solamente dal fattore di frequenza per la reazione C-O₂ e C-CO₂, le quali sono considerate per semplicità reazioni eterogenee del primo ordine. Si nota che l'effetto della porosità o dell'area

superficiale interna e il loro effetto congiunto è già tenuto conto nel sistema di equazioni presentato.

Per fluidi auto-simili la velocità normale alla superficie v_s si può esprimere in funzione del termine $(-f_s)$ tramite l'espressione

$$(\rho v)_s = (-f_s) \sqrt{2^j a (\mu_\infty / \rho_\infty)} \quad (1.37)$$

Se ricordiamo che il rateo di combustione di massa della grafite è data da \dot{m} la quale è equivalente alla definizione di rateo di combustione $[kg/m^2s]$, possiamo considerare la funzione $(-f_s)$ come un parametro adimensionale del rateo di combustione. Da notare che le reazioni superficiali sono meno sensibili alle variazioni del gradiente di velocità rispetto alla reazione della fase gassosa in quanto $Da_s \sim a^{-1/2}$ rispetto a $Da_g \sim a^{-1}$.

Con le condizioni al contorno per le specie chimiche da (1.31) a (1.34) le relazioni di accoppiamento per il sistema di equazioni sono

$$\tilde{Y}_s = \frac{\tilde{Y}_s^\infty}{1 + \beta} \quad (1.38)$$

$$\tilde{Y}_s = \frac{\tilde{Y}_s^\infty}{1 + \beta} \quad (1.39)$$

$$\tilde{Y}_s = \frac{\tilde{Y}_s^\infty}{1 + \beta + A_{s,O} [\beta / (-f_s)]} \quad (1.40)$$

$$\tilde{Y}_s = \frac{\tilde{Y}_s^\infty}{1 + \beta + A_{s,P} [\beta / (-f_s)]} \quad (1.41)$$

$$\tilde{I} = \frac{\tilde{I}}{1 + \beta} \quad (1.42)$$

nelle quali abbiamo indicato

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\int_0^\eta e^{\left(-\int_0^\eta f d\eta\right)} d\eta}{\int_0^\infty e^{\left(-\int_0^\eta f d\eta\right)} d\eta} \\ \gamma &= \frac{\left(\tilde{I}'\right)_s}{\left(\xi'\right)_s}, \quad \beta = \frac{\left(-f_s\right)}{\left(\xi'\right)_s} \\ \left(\xi'\right)_s &= \frac{1}{\int_0^\infty e^{\left(-\int_0^\eta f d\eta\right)} d\eta} \end{aligned} \quad (1.43)$$

con il simbolo di derivata ad indicare $d/d\eta$. Utilizzando la nuova variabile indipendente ξ l'equazione dell'energia (1.21) può essere scritta come

$$\left(\frac{d^2 \tilde{I}}{d\xi^2}\right) = -\frac{a_g w_g}{\left(d\xi/d\eta\right)^2} \quad (1.44)$$

Quindi le equazioni da risolvere sono la (1.19) e la (1.44), con le condizioni al contorno date dalla (1.29) e dalle

$$\left(\tilde{I}'\right)_{\xi=0} = \tilde{I}'_{\xi=1} = 0, \quad \left(\tilde{I}\right)_{\xi=0} = \tilde{I}_{\xi=1} \quad (1.45)$$

con $(-f_s)$ dato dalla (1.35) e le funzioni di accoppiamento dalle (1.38) alla (1.41). I parametri chiave per la soluzione di queste equazioni sono Da_g , $Da_{s,O}$, $Da_{s,P}$, e $(-f_s)$. È da tenere in considerazione che il parametro β , introdotto come $(-f_s)/(\xi')_s$ nelle formulazioni precedenti e indispensabile per ottenere il rateo di combustione $(-f_s)$,

coincide con il convenzionale numero di trasferimento presentato da Spalding nei suoi lavori.

1.5 Comportamento della combustione nei casi limiti

Il comportamento della grafite quando è immerso in una corrente ad alta entalpia presenta una fenomenologia che ha dei casi limiti (Fig 1.2) e qui andremo a discutere e presentare delle soluzioni analitiche per alcuni casi limite che si presentano nella reazione della fase gassosa dal momento che alcune soluzioni limite inerenti l'intensità della reazione C-CO₂ della fase gassosa possono essere identificati rapidamente dalle funzioni di accoppiamento. Oltre alla formulazione analitica di tali casi limiti, saranno ottenute anche alcune caratteristiche importanti per la comprensione del fenomeno studiato.

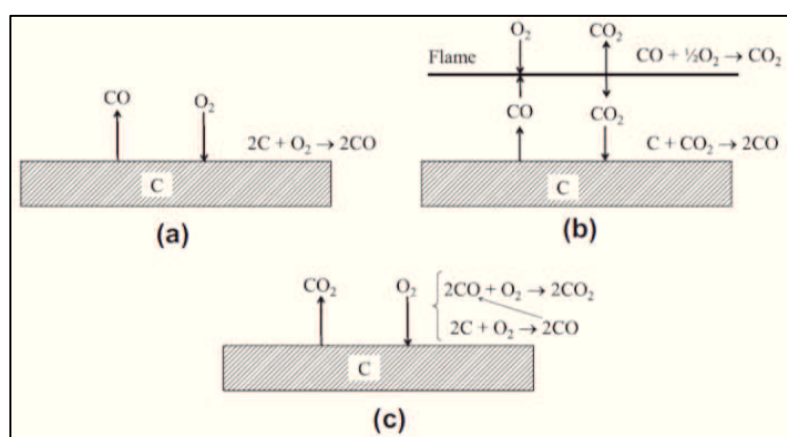


Figura 1.2 – Fenomenologia delle reazioni chimiche sulla barra di grafite nei casi limite: (a) *Frozen mode*, (b) *Flame-Detached mode*, (c) *Flame-Attached mode*

1.5.1 Modo congelato (*Frozen Mode*)

Quando la reazione della fase gassosa C-CO₂ è completamente congelata, la soluzione della conservazione dell'energia (1.21) porta a

$$\tilde{t} = \tilde{t}_f, \quad \gamma = \tilde{\gamma}_f \quad (1.46)$$

Se valutiamo la (1.40) e (1.41) per $\xi = 0$ in modo da ottenere la concentrazione superficiale di O_2 e di CO_2 , e sostituendole nella (1.35) otteniamo una forma implicita del rateo di combustione ($-f_s$)

$$\delta(-f_s) = A_{s,O} \frac{\tilde{f}}{1 + \beta + A_{s,O} [\beta / (-f_s)]} + A_{s,P} \frac{\tilde{f}}{1 + \beta + A_{s,P} [\beta / (-f_s)]} \quad (1.47)$$

la quale deve essere risolta numericamente a partire dalla (1.19) a causa della densità degli accoppiamenti. Il rateo di combustione nel regime di diffusione controllato (*diffusion controlled regime*) diventa il più alto soddisfacendo alla seguente condizione:

$$\beta_{\max} = \frac{\tilde{f}}{\delta} \quad (1.48)$$

1.5.2 Modo con fiamma distaccata (*Flame-Detached Mode*)

Quando la reazione della fase gassosa $CO-O_2$ avviene in modo infinitamente veloce sono possibili due modi di combustione con fiamma “a foglio” (*flame-sheet*). Uno dei due modi di combustione implica una fiamma “a foglio” distaccata (*detached flame-sheet*) localizzata lontana dalla superficie e l'altra implica una fiamma “a foglio” attaccata (*attached flame-sheet*) situata sulla superficie del corpo. Il modo di combustione *detached flame-sheet* è definita da

$$\tilde{f} = 0 \quad (1.49)$$

Con l'ausilio delle funzioni di accoppiamento date dalle (1.38) fino alle (1.41), si può dimostrare che

$$\delta(-f_s) = A_{s,P} \frac{\tilde{f}}{1 + \beta} \quad (1.50)$$

$$\tilde{\Gamma} = \frac{2\delta\beta - \tilde{\Gamma}}{(2\delta + \tilde{\Gamma})} \quad (1.51)$$

Una volta determinato $(-f_s)$ dalla (1.50) e dalla (1.19), ξ_f può rapidamente essere valutato, si ottiene una distribuzione di temperatura

$$0 \leq \xi \leq \xi_f : \tilde{\Gamma} = \frac{2\delta\beta - \tilde{\Gamma}}{(2\delta + \tilde{\Gamma})} \quad (1.52)$$

$$\xi_f \leq \xi \leq \infty : \tilde{\Gamma} = \frac{2\delta\beta - \tilde{\Gamma}}{(2\delta + \tilde{\Gamma})} \left(1 + \frac{\beta}{1 + \beta} \right) (1 - \beta)$$

Inoltre, il numero di Damköhler Da_g infinitamente grande conduce alle seguenti importanti caratteristiche, come riportato da Tsuij e Matsui:

1. Le quantità Y_F e Y_O nel rateo di reazione ω_g riportata nella (1.24) diventano zero, suggerendo che il combustibile (monossido di carbonio) e l'ossigeno non coesistono attraverso lo strato limite e che la fiamma diffusiva diventa un *flame sheet*.
2. Nel limite di una zona di reazione infinitamente sottile, facendo un'integrazione della funzione di accoppiamento per CO e O₂ lungo questa zona tra $\eta_f < \eta < \eta_{f+}$, dove η_f è la posizione del *flame sheet*, abbiamo che

$$-\left(\frac{d\tilde{\Gamma}}{d\eta} \right)_{f-} - \left(\frac{d\tilde{\Gamma}}{d\eta} \right)_{f+} \quad (1.53)$$

o

$$-\left(\frac{d\tilde{\Gamma}}{d\eta} \right)_{f-} - \frac{\nu_F W_F}{\nu_O W_O} \left(\frac{dY_O}{d\eta} \right)_{f+}$$

la quale suggerisce che il combustibile (monossido di carbonio) e l'ossidante (ossigeno) devono fluire nella superficie della fiamma in proporzioni stechiometriche. Nella (1.53) i pedici f_+ e f_- rappresentano rispettivamente la parte della fiamma dove c'è l'ossigeno e il combustibile. È da notare che nel derivare la (1.53) è stata fatta l'assunzione che i valori delle singole quantità, come ad esempio la funzione di corrente f e le frazioni di massa Y_i , possono essere continue lungo la fiamma.

3. Allo stesso modo valutando la funzione di accoppiamento per la CO e l'entalpia sulla *flame sheet*, abbiamo che

$$\left(\frac{d\tilde{f}}{d\eta} \right)_{f_-} - \left(\frac{d\tilde{f}}{d\eta} \right)_{f_+} - \left(\frac{d\tilde{f}}{d\eta} \right)_{f_-} = 0 \quad (1.54)$$

$$\lambda \left(\frac{dT}{d\eta} \right)_{f_-} - \lambda \left(\frac{dT}{d\eta} \right)_{f_+} = -q\rho D \left(\frac{dY_F}{d\eta} \right)_{f_-}$$

suggerendo che la quantità di calore generato è uguale al calore condotto via da entrambi i lati della zona di reazione.

1.5.3 Modo con fiamma attaccata (*Flame-Attached Mode*)

Quando la reattività della superficie è diminuita con la diminuzione della temperatura superficiale, allora il foglio distaccato di fiamma si muove verso la superficie fino a che non diventa contiguo ad esso ($\xi_f = 0$). Questo stato critico è dato dalla condizione

$$\beta_a = \frac{\tilde{f}}{2\delta} \quad (1.55)$$

ottenuta dalla (1.51), e definisce il passaggio dal modo *flame-detached* a quello *flame-attached* della fiamma. La combustione che ne deriva con il modo *flame-attached* è

caratterizzato da $Y_{F,s} = 0$ e $Y_{O,s} \geq 0$, con il profilo di temperatura della fase gassosa dato da

$$\tilde{T} = \tilde{T}_s + \frac{\tilde{r}}{1 + \beta} \quad (1.56)$$

data dalla stessa relazione di quella utilizzata per il modo *frozen*, in quanto tutte le reazioni in fase gassosa sono ora confinate sulla superficie. Utilizzando le funzioni di accoppiamento dalla (1.38) alla (1.41), con $Y_{F,s} = 0$, può essere dimostrato che

$$\delta(-f_s) = A_{s,O} \frac{\tilde{r}}{1 + \beta} + A_{s,P} \frac{\tilde{r}}{1 + \beta} \quad (1.57)$$

la quale è anche da risolvere numericamente a partire dalla (1.19). Il massimo valore del rateo di combustione di questo modo avviene durante lo stato transitorio nella (1.55), la quale corrisponde al minimo rateo di combustione del modo *flame-detached*.

1.5.4 Rateo di combustione per la condizione di diffusione (*Diffusion-limited*)

Il massimo numero di trasferimento per la condizione di *diffusion-limited* del sistema può essere ottenuto attraverso una delle due situazioni limite. La prima appare quando entrambe le reazioni di superficie avvengono infinitamente veloce in modo tale che $Y_{O,s}$ e $Y_{P,s}$ svaniscano entrambi nel caso limite del modo *frozen*, conducendo alla (1.48). La seconda situazione accade quando la reazione di superficie C-CO₂ occorre infinitamente veloce nel caso limite del modo *flame-detached*, la quale conduce di nuovo alla (1.48). È di interesse notare che nella prima situazione la reattività della reazione in fase gassosa CO-O₂ è irrilevante, mentre nella seconda situazione la reattività della reazione di superficie C-O₂ è irrilevante. Mentre i numeri di trasferimento β sono gli stessi in entrambi i casi, i ratei di combustione, con esso i ratei di ossigeno, sono geiger mente diversi l'un dall'altro, a causa della differente densità di accoppiamento, connesso alle strutture della fiamma. Da notare che le soluzioni limite identificate precedentemente forniscono le controparti di quelle precedentemente derivate per le parti di carbonio e generalizzano la soluzione di Matsui e Tsuji includendo la reazione di superficie C-CO₂.

1.6 Rateo di combustione e la fiamma di CO

Una momentanea riduzione del rateo di combustione, riportata in lavori teorici, può essere esasperata dall'apparenza della fiamma di CO nella fase gassosa conducendo al cambio delle reazioni di superficie dominanti dalla più veloce reazione $C-O_2$ alla più lenta reazione $C-CO_2$, dovuta all'accoppiamento intimo tra reazioni di superficie e reazioni della fase gassosa. Nonostante questo risultato teorico, ci sono pochissimi dati sperimentali che lo supportano. In letteratura, in generale, è stata data enfasi sull'esaminazione delle reattività di superficie con gli ossidanti gassosi, ad esempio O_2 , CO_2 e H_2O , sebbene le reattività di superficie sullo stesso solido di carbonio sono limitate. Come per la reazione in fase gassosa $CO-O_2$, la quale è sensibile alla concentrazione di H_2O , particolare attenzione è stata data alla fiamma di CO, chiamata l'ossidazione "forte" di CO, la quale è, comunque, lontana dalla situazione di combustione di carbonio, specialmente per quella prima dell'apparizione della fiamma di CO, in quanto alcune reazioni elementari sono troppo lente per sostenere l'ossidazione "forte" di CO. Tuttavia, sono stati condotti rari studi sperimentali riguardante l'esistenza di interazioni tra reazioni chimiche e corrente, al punto che gli studi sono stati principalmente confinati nell'ottenere il rateo di combustione.

Da notare che la diminuzione nel rateo di combustione che si verifica all'apparire della fiamma di CO è generalmente chiamata il "coefficiente negativo di temperatura" del rateo di combustione, il quale è stato anche un soggetto di ricerca nel campo della combustione del carbonio. Nagle e Stickland-Constable utilizzarono la teoria dei "siti" per spiegare il picco negativo del rateo di combustione, mentre Yang e Steinberg attribuirono tale picco negativo al cambio della profondità di reazione per energia di attivazione costante. Comunque possono essere fatte altre ipotesi e spiegazioni per quanto riguarda la genesi di questo fenomeno dovuto alla presenza della fiamma di CO oltre la combustione del carbonio e pertanto del cambio di reazione dalla reazione $C-O_2$ alla reazione $C-CO_2$. Mentre studi rilevanti sull'innesco/estinzione della fiamma di CO sulla combustione del carbonio sono di ovvia utilità pratica nel valutare le proprietà di protezione dall'ossidazione nei veicoli spaziali al rientro atmosferico, così come la combustione di carbone, essi inoltre hanno un interesse fondamentale a causa dell'esistenza simultanea delle reazioni superficiali e delle reazioni in fase gassosa con un accoppiamento stretto tra esse. Come detto precedentemente, alla stessa temperatura

superficiale, il rateo di combustione è previsto diminuire momentaneamente all'ignizione in quanto la presenza della fiamma di CO nella fase gassosa può cambiare le reazioni superficiali dominanti dalla più veloce reazione C-O₂ alla più lenta C-CO₂. Per lo stesso motivo, il rateo di combustione è previsto che aumenti al momento dell'estinzione della fiamma di CO. Tutto ciò va tenuto in conto considerando l'accoppiamento naturale tra le reazioni di superficie e quelle della fase gassosa. Come indicato da Matalon, l'innesco/estinzione della fiamma di CO nella combustione del carbonio deve essere necessariamente descritta come fatto da Liñán per l'innesco, estinzione e struttura delle fiamme diffusive. Come la temperatura della fiamma aumenta a partire dalla temperatura superficiale fino alla temperatura adiabatica della fiamma, si hanno un quasi regime *frozen*, un regime di parziale combustione, un regime di fiamma pre-miscelata, e infine un regime di quasi equilibrio. L'innesco può essere descritto nel regime quasi *frozen*, mentre l'estinzione negli altri tre regimi.

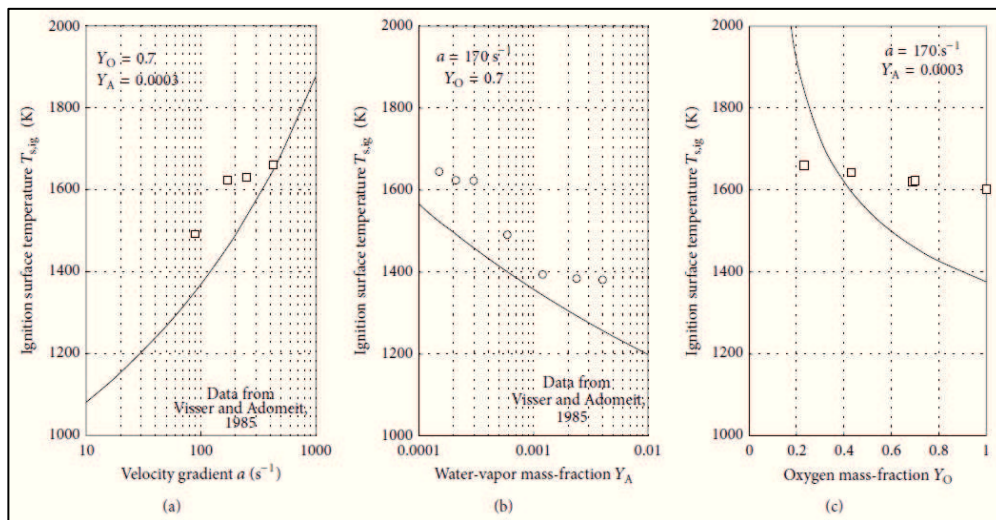


Figura 1.3 – Temperatura di superficie al manifestarsi della fiamma di CO, in funzione di (a) il gradiente di velocità di ristagno; (b) la frazione di massa di H₂O nella corrente libera; (c) la frazione di massa di O₂. I punti sono sperimentali le curve sono teoriche e utilizzano i parametri cinetici della fase gassosa

La Fig. 1.3(a) mostra la temperatura superficiale di innesco della fiamma di CO, $T_{s,ig}$, in funzione del gradiente di velocità. Si è visto che la temperatura di innesco della fiamma di CO aumenta all'aumentare del gradiente di velocità e pertanto al diminuire del tempo di permanenza. L'elevata temperatura superficiale così come l'elevata temperatura nella

zona di reazione causa l'elevato rateo di espulsione di CO attraverso la superficie della reazione C-O₂. Questi miglioramenti facilitano la fiamma di CO riducendo il tempo caratteristico della reazione chimica e quindi compensando una diminuzione nel tempo caratteristico di permanenza. La Fig. 1.3(b) mostra che la temperatura $T_{s,ig}$ in funzione della frazione di massa di H₂O nella corrente. All'aumentare di H₂O la $T_{s,ig}$ aumenta, tale effetto viene chiamato "effetto catalitico" del vapore acqueo. La Fig. 1.3(c) mostra la temperatura di innesco in funzione della frazione di massa della O₂. In questo caso la reazione CO-O₂ è facilitata dall'aumento di concentrazione di O₂, così come di CO, in quanto una quantità maggiore di CO è prodotta attraverso la superficie della reazione C-O₂. Sebbene la corrispondenza non è buona, sia i risultati sperimentali che quelli previsti mostrano una diminuzione della temperatura di innesco della fiamma di CO con l'aumentare della frazione di massa di O₂.

1.7 Rateo di combustione – Formulazioni approssimate

Per calcolare il rateo di combustione bisogna conoscere i profili di temperatura nella fase gassosa risolvendo numericamente l'equazione di conservazione dell'energia per le reazioni. Poiché la combustione del carbonio procede con la chimica quasi congelata della fase gassosa fino alla costituzione della fiamma di CO e che la combustione è prevista procedere sotto le condizioni della fase gassosa quasi infinite una volta che la fiamma di CO si è stabilita, i ratei di combustione ottenuti analiticamente sono ancora utili e validi. Tuttavia le espressioni ricavate sono implicite e calcoli numerici sono richiesti per ricavare il valore di $\beta \equiv (-f_s)/(\xi')_s$, funzione della funzione di corrente f . Poiché questa procedura è leggermente complicata e non può essere usata facilmente in situazioni pratiche, è richiesto l'uso di espressioni esplicite in modo da rendere i risultati ancora più utili. A tale scopo possiamo utilizzare delle espressioni approssimate del rateo di combustione ricavate da A. Makino, da Miller&Sutton e da G. W. Sutton.

1.7.1 Formulazione di A. Makino

Per spiegare la relazione tra $(-f_s)$ e β , si deve esaminare prima la dipendenza di $(\xi')_s$ dalla funzione di corrente f , introducendo un profilo semplificato di f

$$f = \begin{cases} f_s & (0 \leq \eta \leq \eta_*) \\ b\eta + c & (\eta_* \leq \eta \leq \eta_{**}) \\ \eta + d & (\eta \geq \eta_{**}) \end{cases} \quad (1.58)$$

prima di procedere ad un'integrazione. I valori b , c e d sono costanti, $f(\eta_*) = f_s$, e $f(\eta_{**}) = f_o$. Richiamando la definizione di β and $(\zeta')_s$, e facendo uso della relazione $(-f_s) \ll 1$ come nel caso della maggior parte dei casi di combustione di solidi, abbiamo la seguente espressione approssimata:

$$1 + \beta \approx e^{[K(-f_s)]} \quad o \quad (-f_s) \approx \frac{\ln(1 + \beta)}{K} \quad (1.59)$$

Nella quale

$$K = \eta_* + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[\left\{ e^{\frac{(b-1)f_o^2}{2b}} - 1 \right\} \operatorname{erfc}\left(\frac{f_o}{\sqrt{2}}\right) + \frac{1}{\sqrt{b}} \operatorname{erf}\left(\frac{f_o}{\sqrt{2b}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{f_o}{\sqrt{2}}\right) \right] + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (1.60)$$

L'equazione (1.59) mostra che il rateo di combustione $(-f_s)$ può essere espresso tramite il numero di trasferimento β in termini logaritmici, $\ln(1 + \beta)$. È da notare che il primo e il secondo termine nella (1.60) sono di un ordine di grandezza più piccolo di quello del terzo termine $(\pi/2)^{1/2}$.

Per ottenere la forma specifica del numero di trasferimento β , facciamo un'espansione a due termini della funzione esponenziale e tale espansione risulta sufficiente in quanto $(-f_s) \ll 1$, in tal modo abbiamo la seguente relazione:

$$\frac{\beta}{1 + \beta} = 1 - e^{[-K(-f_s)]} \approx K(-f_s) \quad (1.61)$$

Con l'uso di tale relazione, la (1.47), (1.50) e (1.57) conducono alle seguenti espressioni approssimate per il numero di trasferimento:

Frozen mode:

$$\beta \approx \left(\frac{KA_{s,O}}{1 + KA_{s,O}} \right) \left(\frac{2W_C}{W_O} Y_{O,\infty} \right) + \left(\frac{KA_{s,P}}{1 + KA_{s,P}} \right) \left(\frac{2W_C}{W_P} Y_{P,\infty} \right) \quad (1.62)$$

Flame-detached mode:

$$\beta \approx \left(\frac{KA_{s,P}}{1 + KA_{s,P}} \right) \left(\frac{2W_C}{W_O} Y_{O,\infty} + \frac{W_C}{W_P} Y_{P,\infty} \right) \quad (1.63)$$

Flame-attached mode:

$$\beta \approx \left(\frac{KA_{s,O}}{1 + 2KA_{s,O} - KA_{s,P}} \right) \left(\frac{2W_C}{W_O} Y_{O,\infty} \right) + \left(\frac{KA_{s,P}}{1 + 2KA_{s,P} - KA_{s,O}} \right) \left(\frac{W_C}{W_P} Y_{P,\infty} \right) \quad (1.64)$$

Sebbene queste espressioni sono approssimate, il numero di trasferimento può essere espresso esplicitamente in termini dei numeri di Damköhler ridotti superficiali, $A_{s,O}$ e $A_{s,P}$, e delle concentrazioni di O_2 e CO_2 presenti nella corrente. Inoltre, abbiamo

$$KA_{s,i} = k_{s,i} \frac{K}{\sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)}} \quad (1.65)$$

Nella quale $k_{s,i}$ è il rateo di reazione specifico costante per la reazione di superficie espresso come

$$k_{s,i} \equiv B_{s,i} \left(\frac{T_\infty}{T_s} \right) e^{\left(\frac{Ta_{s,i}}{T_s} \right)} \quad (i = O, P) \quad (1.66)$$

Da notare che il fattore $K/[2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)]^{1/2}$, nella (1.65), appare anche nel rateo di combustione definito nella (1.37) utilizzando la relazione della (1.59)

$$\dot{m} = \frac{\sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)}}{K} \ln(1+\beta) \quad (1.67)$$

Per spiegare il significato fisico del fattore

$$\frac{K}{\sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)}} \quad (1.68)$$

consideriamo il caso che $\beta \ll 1$ e il regime sia *frozen*. In queste ipotesi la (1.67) conduce al seguente risultato:

$$\dot{m} = \frac{1}{1/\kappa_{s,O} + K/\sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)}} \rho_\infty \left(\frac{2W_C}{W_O} Y_{O,\infty} \right) + \frac{1}{1/\kappa_{s,P} + K/\sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)}} \rho_\infty \left(\frac{2W_C}{W_P} Y_{P,\infty} \right) \quad (1.69)$$

Questa espressione è simile alla ben nota espressione del rateo di combustione dei solidi

$$\dot{m} = \frac{1}{1/\kappa_s + 1/h_D} (\rho Y_O)_\infty \quad (1.70)$$

valida per la cinetica di primo ordine.

La quantità h_D è il coefficiente totale di trasferimento convettivo di massa. Il fattore $[2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)]^{1/2}/K$, corrisponde al coefficiente di trasferimento di massa h_D , e questo può essere utilizzato per ricavare la forma del fattore K .

Tuttavia, nel valutare il flusso di massa alla superficie e nella fase gassosa, con il carbonio, $(W_C/W_F)Y_F + (W_C/W_P)Y_P$, preso come sostanza di trasferimento e dall'uso della funzione di accoppiamento data dalla (1.38) si ottiene

$$h_D = \left(\frac{T_R}{T_\infty} \right) (\xi')_s \sqrt{2^j a(\mu_\infty/\rho_\infty)} \quad (1.71)$$

nella quale si vede che il fattore correttivo K dipende sia da $(\xi')_s$ che dalla temperatura rappresentativa nello strato limite T_R .

Per ottenere un'espressione approssimata del fattore correttivo K si deve considerare sia il trasferimento di calore che di massa. Il coefficiente di trasferimento di massa è dato da

$$h_D = \left(\frac{T_R}{T_\infty} \right) \frac{C_{mt}}{Sc^{0.6}} \sqrt{a(\mu_\infty / \rho_\infty)} \quad (1.72)$$

ricavata dalla $\frac{Nu_x}{\sqrt{Re_x}} = C_{mt} Sc^{0.4}$

nella quale $C_{mt} = 0.763$ and 0.570 per correnti di ristagno assialsimmetriche e bidimensionali, basato sull'analogia tra trasferimento di calore e di massa, nella quale

$$\begin{aligned} Nu_x &= \frac{h_D x}{D_R}, & Re_x &= \frac{\rho_R U x}{\mu_R}, \\ U &= ax, & Sc &= \frac{\mu / \rho}{D} \end{aligned} \quad (1.73)$$

Comunque questo tipo di espressione (1.72) è ottenuta in origine per problemi di trasferimento di calore senza trasferimento di massa e con l'ipotesi che la densità resti costante anche se esiste una distribuzione di temperatura e/o di concentrazione nella fase gassosa. Pertanto, per ottenere un'espressione approssimata del fattore K il termine $(\pi/2)^{1/2}$ presente nella (1.60) è preso così com'è mentre la restante parte è stata valutata tramite risultati numerici. Si giunge ad un'espressione del valore K per i modi *frozen* e/o *flame-attached* in corrente di ristagno assialsimmetrica

$$K = \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{T_\infty}{T_s} \right) \left(1 - \frac{T_\infty}{2T_s} \right)} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (1.74)$$

con un errore minore del 3% per $Y_{O,\infty} = 0.233$, e con un errore minore del 6% per $Y_{O,\infty} = 0.7$ vedi Fig. 1.4.

Sono state fatte prove per valori del numero Damköhler superficiale $Da_{s,O}$ e $Da_{s,P}$ compresi tra 10^6 e 10^{10} , per valori di temperatura superficiale T_s compresi tra 1077 K e 2424 K e per valori di temperatura della corrente T_∞ tra 323 K e 1239 K . I modi *frozen* e *flame-attached* possono essere ben correlati con la singola equazione (1.74) in quanto i profili di temperatura della fase gassosa sono gli stessi. All'aumentare della concentrazione della O_2 , viene meno l'ipotesi fatta che $(-f_s) \ll 1$. Tuttavia le espressioni portano a delle buone rappresentazioni in quanto queste espressioni variano con il logaritmo naturale del numero di trasferimento.

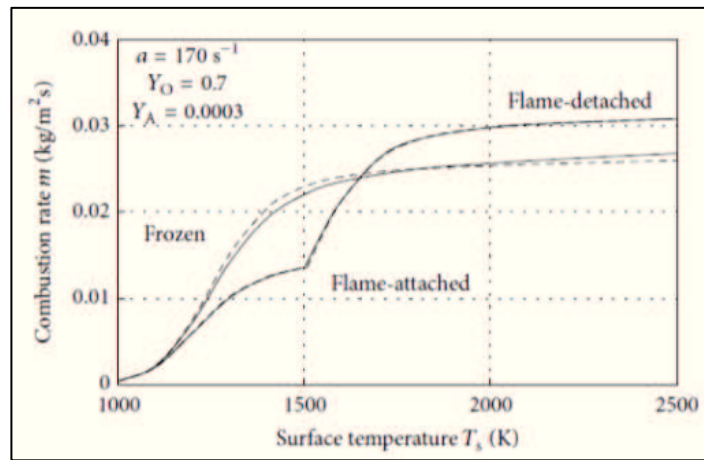


Figura 1.4 – Rateo di combustione per i tre modi limite in corrente di ristagno dell'ossidante in funzione della temperatura superficiale. I punti teorici sono le curve tratteggiate

Nel modo *flame-detached* devono essere prese in considerazione non solo le temperature di superficie e di corrente libera ma anche la concentrazione dell'ossidante. Si ha quindi che

$$K = \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{T_\infty}{T_s} \right) \left(1 - \frac{T_\infty}{2T_s} \right)} - 0.05 \left(1 + \frac{4W_C}{W_O} Y_{O,\infty} \right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (1.75)$$

può rappresentare bene il rateo di combustione nella corrente di ristagno assialsimmetrica con un errore minore del 4% quando la frazione di massa di O_2 $Y_{O,\infty}$ è 0.233 e 0.533, sebbene questo errore possa diventare il 6% quando ci si trova nello stato di transizione per il modo *flame-attached*.

Si riportano a titolo informativo anche le espressioni di K quando si hanno correnti di ristagno bidimensionali. Per i modi *frozen* e/o *flame-attached* il fattore K può essere ben rappresentato da

$$K = \left(\frac{T_\infty}{T_s} \right) \left(1 - \frac{T_\infty}{2T_s} \right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (1.76)$$

e nel modo *flame-detached* con

$$K = \left(\frac{T_\infty}{T_s} \right) \left(1 - \frac{T_\infty}{2T_s} \right) - 0.05 \left(1 + \frac{4W_c}{W_o} Y_{O,\infty} \right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (1.77)$$

1.7.2 Formulazione di Miller&Sutton

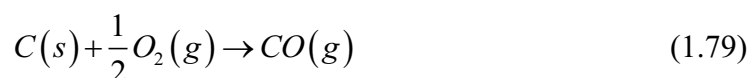
Il processo di ossidazione di tipo *diffusion-controlled* in un ambiente aerotermochimico conduce ad un'espressione facilmente valutabile se il numero di Lewis per le reazioni chimiche tra la superficie e le specie chimiche fuori lo strato limite laminare è assunto unitario e il rateo di formazione dei prodotti della pirolisi è assunto essere zero.

Pertanto sotto queste ipotesi si ha

$$\dot{r} = \frac{\lambda}{1 + \beta c_e} \left(\frac{q}{H_e - H_w} \right) \quad (1.78)$$

nella quale \dot{r} è il rateo di combustione della grafite, λ la massa di grafite ossidizzata per unità di massa di ossigeno consumato, c_e la frazione di massa di ossigeno presente al bordo dello strato limite, β il coefficiente di soffiamento, q il flusso termico, H_e e H_w sono rispettivamente l'entalpia al bordo dello strato limite termico e l'entalpia di parete.

Se la reazione dominante è



allora $\lambda = 3/4$ e l'equazione (1.78) diventa

$$\dot{m} = \frac{75c_e}{1 + 0.75\beta c_e} \left(\frac{q}{H_e - H_w} \right) \quad (1.80)$$

o in alternativa

$$\dot{m} = \frac{75}{\frac{1}{c_e} + 0.75\beta} \left(\frac{q}{H_e - H_w} \right) \quad (1.81)$$

Se si assume che il peso molecolare del monossido di carbonio iniettato nello strato limite sia sufficientemente simile a quello dell'aria allora λ può essere valutato come

$$\beta = 1 - \frac{1}{3} Pr_w^{-0.6} \quad (1.82)$$

nella quale Pr_w è il numero di Prandtl alle condizioni di parete.

Se si assume che $Pr_w = 0.71$ allora si ha

$$\beta = 0.59 \quad (1.83)$$

Utilizzando questo valore di λ nell'equazione (1.81) si ottiene la seguente espressione del rateo di combustione della grafite

$$\dot{m} = \frac{75}{\frac{1}{c_e} + 0.442} \left(\frac{q}{H_e - H_w} \right) \quad (1.84)$$

Ora

$$\dot{m} = \frac{75c_e}{1 + 0.442\beta c_e} \left(\frac{q}{H_e - H_w} \right) \quad (1.85)$$

con \dot{r} il flusso di massa dell'ossigeno. Inserendo questo valore di \dot{r} nella relazione (1.84) si ottiene il valore del flusso di massa di ossigeno

$$\dot{r} = \frac{1}{\frac{\dot{r}}{c_e} + 0.442} \left(\frac{q}{H_e - H_w} \right) \quad (1.86)$$

con il valore del flusso termico q valutato con la formulazione di L. F. Cabtree, H_e e H_w misurati.

Se si assume che il prodotto della reazione dominante sia CO_2 anziché CO



allora il valore di λ è pari a $3/8$.

La relazione (1.86) è applicabile in quanto il numero di Prandtl per il diossido di carbonio è prossimo a quello dell'aria, e quindi, la relazione (1.82) per il monossido di carbonio è valida per il diossido di carbonio. I ratei di combustione teoretici dati dalla reazione (1.87) sarebbero la metà di quelli valutati utilizzando la relazione (1.85). In questo caso, il valore di \dot{r} valutato utilizzando la relazione (1.86), nella quale è stato assunto che $\lambda = 3/4$, avrà un errore del 4.5% per una corrente d'aria, e un errore di 1.5% se la percentuale della frazione di massa dell'ossigeno in una corrente aria-azoto diminuisce dal 0.232 al 0.059.

1.7.3 Formulazione di G. W. Sutton

G. W. Sutton riprende ciò che sperimentalmente avevano ricavato Christensen&Buhler sulla forma di una barra di grafite di tipo *slender* immersa in una corrente d'aria generata da una galleria ad arco. La barra di grafite dopo un certo tempo assumeva una forma costante di tipo “ogiva” durante la combustione facendo l'assunzione che sulla superficie della barra di grafite si generi CO . Sotto queste ipotesi la stechiometria richiede che

$$\dot{m}_w/dt = 0.75m_o = 0.75\rho_o v_o \quad (1.88)$$

Con la quale utilizzando le equazioni di continuità, momento e diffusione otteniamo l'andamento della forma della bacchetta

$$\frac{dy_w}{dx} = \frac{-(f_w/\rho_c V)(\mu_w u_\infty p_\infty/2R_w T_w)^{1/2} y [1 + G(dy_w/dx)^2]}{\left\{ \int_0^x y^2 [1 + G(dy_w/dx)^2] dx \right\}^{1/2}} \quad (1.89)$$

nella quale G è

$$G = \left(\frac{\rho_\infty u_\infty^2}{p_\infty} \right) \ln \left\{ \left[\frac{2}{(dy_w/dx)} \right] (M_\infty^2 - 1)^{-(1/2)} \right\} \quad (1.90)$$

L'andamento della y data dalla (1.89) è proporzionale all'andamento ricavato sperimentalmente a $x^{0.6 \div 0.65}$. La relazione (1.89) si può semplificare se si tiene conto che G può essere trascurato in quanto risulta quasi sempre minore di 0.1 ottenendo

$$y_w = -2 \left(\frac{f_w}{\rho_c V} \right) \left(\frac{\mu_w u_\infty p_\infty}{R_w T_w} \right)^{1/2} x^{1/2} \quad (1.91)$$

nella quale V non è determinata ma deve essere calcolata e

$$f_w = 0.75 Sc_w^{-2/3} C_{oe} f_w'' \quad (1.92)$$

con Sc_w il numero di Schmidt per la diffusione dell'ossigeno alla parete, C_{oe} la concentrazione dell'ossigeno al limite dello strato limite gassoso. La (1.92) indica che i profili di concentrazione sono simili. Il valore di f_w può essere ricavato dalle tavole di Emmons&Leigh. L'andamento dato dall'espressione approssimata (1.91) approssima

abbastanza bene la relazione esatta data dalla (1.89). La relazione (1.89) non può essere usata in prossimità della punta a causa dell' interazione tra onda d'urto e strato limite.

CAPITOLO SECONDO

Uso di una barra di grafite come sonda per la misura della concentrazione di ossigeno

2.1 Introduzione

Dopo aver fatto una panoramica sui principali approcci seguiti per lo studio della combustione della grafite in corrente ad alta entalpia in regime supersonico e ipersonico si proporranno due metodologie per ricavare la concentrazione locale dell'ossigeno nella corrente mediante l'uso dei modelli di Miller&Sutton e A. Makino descritti nel Capitolo I.

2.2 Analisi della letteratura sull'argomento

Lo studio della grafite è un argomento oggetto di studio fin dagli anni '30 quando si cominciarono a studiare i primi materiali che potessero resistere ad elevate temperature in modo da poter essere impiegati come scudi termici delle capsule spaziali sia al rientro nell'atmosfera terrestre sia quando attraversassero un'atmosfera di altri pianeti.

Secondo Havstad e Ferencz, nonostante il gran numero di studi sperimentali sull'ablazione della grafite che possono essere trovati in letteratura, molti dei quali sono stati effettuati con vari tipi di grafite, pochi di questi studi sono riportati con sufficienti dettagli in modo da poter essere riprodotti.

Dopo un'analisi preliminare si è trovato che la grafite *ATJ* è stato il materiale con il più ampio numero di dati completi.

Gli sforzi maggiori riguardante l'uso della grafite e del suo comportamento in un flusso ad alta entalpia sono stati fatti da Maahs, Baker, Lundell e Dickey, Wakefield e Peterson. Le prove preliminari effettuate da Lundell e Dickey sono ben documentate tuttavia le temperature superficiali riportate nei loro lavori non coprono i tre regimi ablativi. La variazione di temperature copre il regime diffusivo e la sublimazione ma non il regime ablativo dominato dalla cinetica di superficie ottenute per temperature minori di 1500 K.

Sempre Havstad e Ferencz hanno investigato molto il regime dominato dalla cinetica di superficie includendo nei loro studi la formazione di CN e CO così pure la sublimazione.

Lo studio di Auerbach fu incentrato maggiormente sulla porosità della grafite. Tale studio mostra una distribuzione del rateo di recessione in funzione del tempo per la grafite *ATJ* ma con pochi dettagli sulle condizioni sperimentali. Maahs ha investigato il comportamento di diversi materiali incluso due tipi di grafite: una grafite pirolitica e una policristallina (la grafite *ATJ*). I risultati sperimentali permettono lo sviluppo di correlazioni empiriche per il rateo di perdita di massa in funzione della temperatura e della pressione superficiale. Le condizioni sperimentali sono ben descritte e i regimi di sublimazione e di diffusione sono ampiamente trattati, l'intervallo di temperatura e di pressione comincia dal limite superiore del regime della cinetica di superficie.

Lo stesso Maahs riporta un'analisi sugli effetti delle proprietà del materiale sul comportamento di 45 tipi differenti di grafite. In tal modo è stato trovato che i fattori più significativi che impattano sulle prestazioni della grafite sono la dimensione massima del grano, la densità, in contenuto di polveri, la conducibilità termica e il raggio massimo dei pori. Per ottimizzare le prestazioni la dimensione del grano deve essere piccola, la densità e la conducibilità devono essere alte, il contenuto di polveri deve essere basso e il raggio principale dei pori deve essere grande. Le prove sono state effettuate tutte per un'unica condizione sperimentale corrispondente al regime di diffusione.

I risultati dei lavori di Wakefield e Peterson coprono sia il regime diffusivo che quello della sublimazione ma i dati non sono completi in quanto manca la velocità della corrente, l'entalpia e la durata di ogni singola prova.

Tutti questi studi risalgono agli anni sessanta/settanta e risultano essere prove datate, e oggi le tecniche di misura sono più accurate, in particolare se consideriamo la temperatura superficiale con lo sviluppo della pirometria e della termografia. Alla luce di questo chi ha studiato di recente la grafite e la sua combustione è A. Makino. I suoi lavori si basano sulla combustione di una barra sottile di grafite immersa in una corrente calda d'aria. La barra di grafite è equipaggiata con un sistema di riscaldamento a resistenza che può variare la temperatura della barra di grafite e quindi la temperatura superficiale della stessa. Le prove sono state effettuate per temperature che variano dai

1000 K ai 2500 K, tale intervallo investiga sia il regime della cinetica superficiale che quello del regime di diffusione, per velocità della corrente variabile, e per diversi valori di frazione di massa dell'ossigeno.

2.3 Derivazione della concentrazione locale dell'ossigeno

L'uso di una barra di grafite immersa in una corrente in regime sia supersonico che ipersonico ad elevata entalpia per ottenere informazioni locali della concentrazione dell'ossigeno presente nella corrente stessa può essere effettuato utilizzando la formulazione approssimata di Miller&Sutton, relazione (1.84), e quella di A. Makino, relazione (1.67). Entrambe le formulazioni contengono la concentrazione dell'ossigeno oltre a parametri globali e locali che possono essere misurati e/o calcolati e pertanto possono essere utilizzate per valutare la concentrazione dell'ossigeno in funzione di altre grandezze.

2.3.1 Il modello di Miller&Sutton

La prima formulazione approssimata, quella di Miller&Sutton, può essere facilmente invertita in modo da avere

$$c_e = \frac{\dot{q}}{\lambda \left(\frac{\dot{q}}{H_e - H_w} \right) - \beta \dot{q}} \quad (2.1)$$

nella quale la concentrazione dell'ossigeno c_e è funzione di \dot{q} flusso termico, H_e e H_w entalpia della corrente al bordo dello strato limite e alla parete della barra di grafite, \dot{q} rateo di combustione, β il coefficiente di soffiamento e λ il coefficiente che tiene conto della reazione dominante. Queste grandezze, dalle quali dipende c_e , sono grandezze che sono misurate normalmente in una galleria ad arco tranne \dot{q} che è valutata direttamente tramite la tecnica termografia o mediante una valutazione globale che saranno trattate nei prossimi capitoli. La (2.1) risulta essere di semplice uso e ci dà una valutazione di prima approssimazione della concentrazione dell'ossigeno.

2.3.2 Il modello di A. Makino

La seconda formulazione approssimata del rateo di combustione, quella proposto da A. Makino, relazione (1.67), non è di uso immediato in quanto non può essere fatta un'inversione rapida poiché la concentrazione dell'ossigeno è presente sia nel parametro β in forma logaritmica che in K , pertanto si ha una dipendenza implicita e il valore della concentrazione dell'ossigeno locale lo si ricava con un metodo di convergenza della soluzione. In pratica si inseriscono valori della concentrazione dell'ossigeno successivi fino a quando non si ha uguaglianza tra il primo e il secondo membro della relazione (1.67), ovvero portando tutto al primo membro, si inseriscono valori della concentrazione dell'ossigeno fino a quando non si ha che

$$i \cdot \frac{\sqrt{\gamma^i a(\mu_\infty/\rho_\infty)}}{K} \ln(1 + \beta) = 0 \quad (2.2)$$

nella quale il significato di tutte le grandezze è stato già commentato e spiegato nel Capitolo I.

2.4 Considerazioni sulla formulazione proposta

Tra le due formulazioni proposte per ricavare la concentrazione dell'ossigeno locale nella corrente in regime sia supersonico che ipersonico ad alta entalpia quella di A. Makino risulta essere più completa ed affidabile in quanto tiene conto delle grandezze fluidodinamiche (la temperatura superficiale della barra T_s , la temperatura della corrente asintotica T_∞ , la densità della corrente asintotica ρ_∞ , la viscosità cinematica della corrente asintotica μ_∞ , la velocità della corrente V_∞) e chimiche (il numero di Damköhler ridotto A_s , il peso molecolare delle specie chimiche W , la frazione di massa delle specie chimiche Y , l'energia di attivazione E) del fenomeno osservato tramite i parametri β e K . Inoltre, essendo la barra di grafite immersa in una corrente in regime sia supersonico che ipersonico ad alta entalpia si genera un'onda d'urto staccata intorno al copro e a valle dell'onda d'urto si manifestano tutti gli effetti che da essa derivano quali la diminuzione della velocità della corrente, l'aumento di temperatura, di densità e di viscosità. Tali grandezze tendono ai valori asintotici in maniera più o meno rapida

quando ci allontaniamo dalla zona dell'onda d'urto e tali effetti influenzano la fenomenologia in misura maggiore o minore in dipendenza dal regime di moto osservato. Per corrente in regime di moto ipersonico gli effetti dell'onda d'urto risultano essere maggiori e pertanto i valori a valle di essa sono quelli che dominano la fenomenologia della relazione (1.67) di A. Makino, mentre per corrente in regime di moto supersonico la dipendenza resta ancora quella dei valori asintotici. È da osservare che i risultati ottenuti, e riportati in seguito, mostrano una concentrazione dell'ossigeno locale minore rispetto a quella asintotica a monte della corrente, ciò è coerente con la complessa fenomenologia esistente in quanto la presenza dell'onda d'urto e l'ispessimento dello strato limite dovuti al regime di moto considerato si comportano da barriera nei confronti dell'ossigeno, infatti la diffusività delle specie chimiche è inversamente proporzionale allo spessore dello strato limite mentre lo scambio termico aumenta all'aumentare della temperatura.

CAPITOLO TERZO

La galleria del vento SPES

3.1 Introduzione

La galleria del vento utilizzata per le prove sulla sonda in scala ridotta è la *SPES* (*Small Planetary Entry Simulator*) (Fig. 3.1).

La *SPES* è una galleria ad arco elettrico ed è l'evoluzione della vecchia galleria *HEBDAF* (*High Enthalpy Blow Down Arc Facility*) che era stata creata per la simulazione dei flussi di calore per un veicolo spaziale durante la fase di rientro e per il disegno dei sistemi di protezione termica.

Alcuni dei componenti principali sono:

- Il sistema di vuoto che permette di raggiungere una pressione minima di 0.01 torr nella camera di prova
- Un ugello convergente-divergente
- Un sistema elettronico per l'acquisizione e il controllo dei dati
- Il software *LABVIEW*

In questo modo, la *SPES* è in grado di lavorare nel regime di transizione tra il regime continuo e il regime delle molecole libere, creando condizioni di flusso ipersonico e a bassa densità che sono tipiche delle situazioni di rientro nell'atmosfera terrestre.



Figura 3.1 - Galleria del vento *SPES*

3.2 La galleria del vento *SPES*

Le parti principali che caratterizzano questa galleria sono (Fig. 3.2):

- Un riscaldatore ad arco elettrico (torcia)
- La camera di miscelazione
- L'ugello convergente-divergente
- La camera di prova
- Lo scambiatore di calore per il gas
- Il sistema a vuoto
- Il circuito dell'acqua di raffreddamento
- Il sistema di acquisizione ed elaborazione dei dati

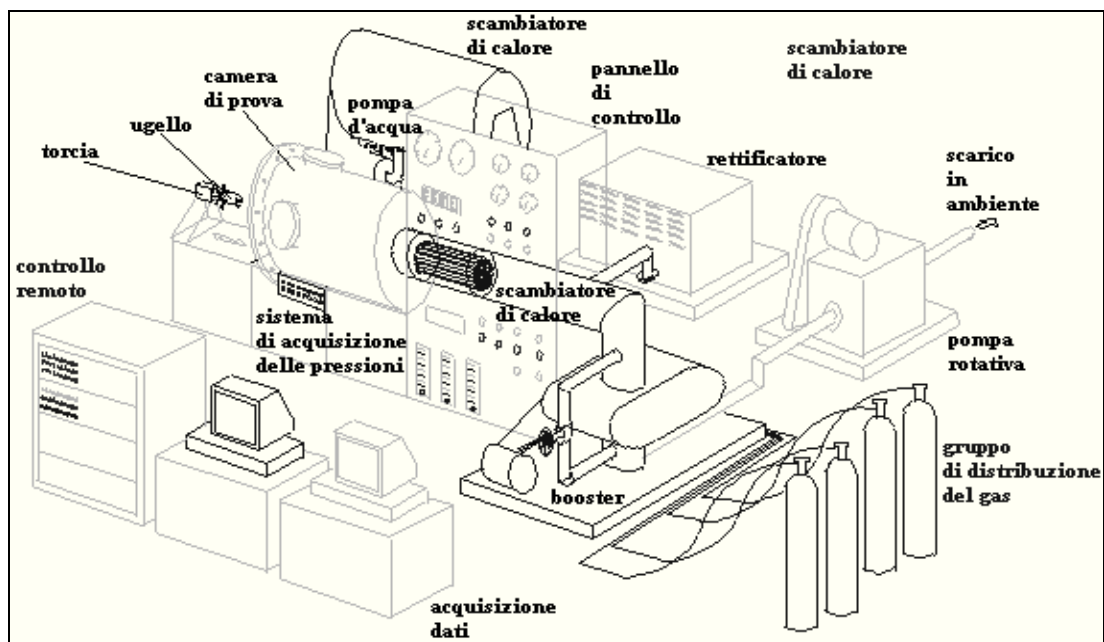


Figura 3.2 - Schema della galleria *SPES*

I parametri operativi della *SPES* sono:

- | | |
|--------------------------------------|-------------------------------|
| ▪ Entalpia media totale: | 3 – 30 [MJ/kg] |
| ▪ Portata di massa: | 0.5 – 5 [g/s] |
| ▪ Pressione nel punto di ristagno: | 500 – 10000 [Pa] |
| ▪ Flusso nel punto di ristagno: | 0.5 – 10 [MW/m ²] |
| ▪ Numero di Mach: | 3 or 5 (nominal) |
| ▪ Intervallo del numero di Reynolds: | (2-10)x10 ³ |
| ▪ Tempo di run, [s]: | continuo |

- Tipo di gas del Test: Aria, argon, azoto
- Test chamber (type, size) [m]: Aperta, 0.73x0.60
- Diametro di uscita dell'ugello, [m]: 0.022/0.060

Il gas che proviene dalle bombole è riscaldato attraverso la torcia e poi è fatto espandere attraverso l'ugello convergente-divergente in modo da raggiungere la camera di prova in condizioni di regime di moto ipersonico.

3.2.1 La torcia

La torcia *Perkin-Elmer* (Fig. 3.3), modello *9MBM*, è costituita da un condotto conico di rame, seguito da un tratto a sezione costante che funge da anodo, una testa raffreddata ad acqua, un gruppo elettrodo-isolatore con catodo di tungsteno, un porta elettrodo, un isolatore frontale ed uno posteriore.

Le dimensioni del condotto convergente sono:

- 15 mm per il diametro d'ingresso
- 8 mm per il diametro di uscita
- 9 mm la lunghezza
- 23 mm la lunghezza del tratto a sezione costante.

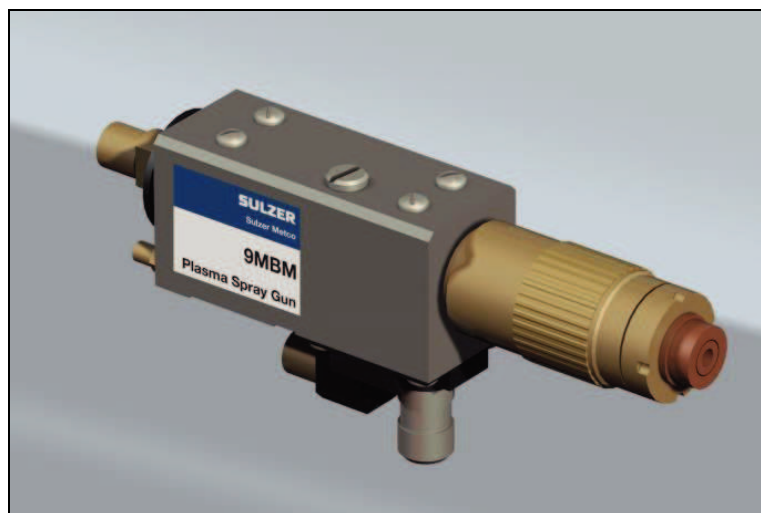


Figura 3.3 - Plasma Spray Gun *9MBM* (fonte: sito web della Sulzer)

Uno schema della torcia è mostrato in Fig. 3.4.

La torcia è in grado di operare con potenze continue massime di 80 *kW*. Per evitare il rapido deterioramento degli elettrodi è attraversata solo da gas inerti (argon) o chimicamente poco reattivi (azoto). Gas più reattivi, quali l'ossigeno, sono introdotti in una camera a valle (camera di miscelazione). L'innesco dell'arco è garantito da uno starter a radiofrequenza che sovrappone una tensione alternata di circa 2000 *V* a 1 *MHz* alla tensione continua applicata agli elettrodi del generatore di plasma.

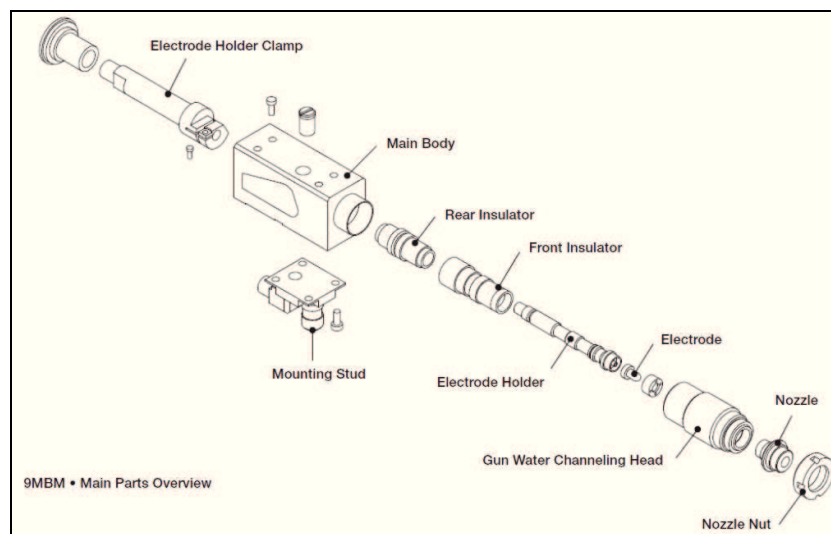


Figura 3.4 – Schema del Plasma Spary Gun 9MBM

Il gas, passando attraverso l'arco, si energizza fortemente e la temperatura raggiunta è ovviamente funzione della potenza elettrica fornita. Il catodo, l'anodo e il corpo isolante sono raffreddati in serie con circolazione di acqua deionizzata addotta mediante due tubi, all'interno dei quali ci sono anche i cavi elettrici di alimentazione del trasformatore. Si utilizza acqua deionizzata per evitare che si formino depositi sulle pareti. Inoltre, poiché l'acqua viene a contatto con i due elettrodi a potenziale diverso, la presenza di ioni causerebbe una conducibilità elettrica dell'acqua e il conseguente passaggio di corrente. Due termocoppie opportunamente collocate permettono la valutazione delle temperature d'ingresso e di uscita dell'acqua di raffreddamento. Queste temperature, più la conoscenza delle portate d'acqua di raffreddamento, consentono il calcolo della potenza termica sottratta al gas. Il gas è inviato alla torcia a una pressione di circa 5 atm e ad una portata massima di 5 g/s. La torcia può montare diversi tipi di ugelli (anodi). Nelle sezioni d'ingresso e di uscita sono presenti due sonde per la misura della pressione statica.

3.2.2 La camera di miscelazione

Il compito primario del miscelatore è quello di permettere l'aggiunta di un gas secondario (ossigeno, anidride carbonica) allo scopo di simulare differenti atmosfere planetarie (terrestre o marziana).

La modalità di iniezione (coassiale, radiale, tangenziale) risulta molto importante in quanto il miscelatore, con la sua geometria e la sua lunghezza, deve assicurare che avvengano tutte le reazioni chimiche tra i componenti della atmosfera simulata in modo tale da riprodurre le specie presenti nell'atmosfera reale. Nel dimensionare il miscelatore occorre tener in conto che un'eccessiva lunghezza del miscelatore potrebbe ridurre troppo l'entalpia la qual cosa è da evitare.

Pertanto un miscelatore “ottimo” è quello che con la minima lunghezza, e quindi con la minima dissipazione di energia, garantisce la ottimale composizione dell'atmosfera simulata, ottimizzando anche la geometria degli iniettori. Quindi la modalità di iniezione coassiale è stata scartata su *SPES* poiché avrebbe condotto a lunghezze del miscelatore eccessive con conseguenti perdite di entalpia totale inaccettabili. Le altre due modalità di miscelamento, tangenziale (a *swirl*) e radiale, risultano essere quelle valide per *SPES*.

3.2.2.1 La camera di miscelazione radiale

La geometria di questo tipo di miscelatore permette un'iniezione perpendicolare del gas secondario in direzione del *core* della corrente primaria. Se il gas secondario viene iniettato correttamente questo tipo di miscelatore garantisce una buona miscelazione. Di contro, però, le pareti del miscelatore saranno a diretto contatto con la corrente calda uscente dal riscaldatore ad arco. Il miscelatore radiale può essere non raffreddato e raffreddato:

1. Miscelatore radiale non raffreddato

Il miscelatore di tipo radiale non raffreddato, Fig. 3.5, è interamente in bronzo. È costituito essenzialmente da una camera di miscelazione cilindrica di diametro 17 mm, lunghezza 13 mm e spessore 18 mm. Al centro della camera presenti otto fori di 1 mm di diametro in simmetria radiale rispetto all'asse del cilindro, che fungono da prese per l'iniezione di gas secondario. Essi sono interfacciati

all'esterno attraverso due tubicini di lunghezza 53 mm e diametro 8 mm ai quali si connette il condotto di trasporto del gas secondario, Fig. 3.6.



Figura 3.5 – Miscelatore radiale non raffreddato

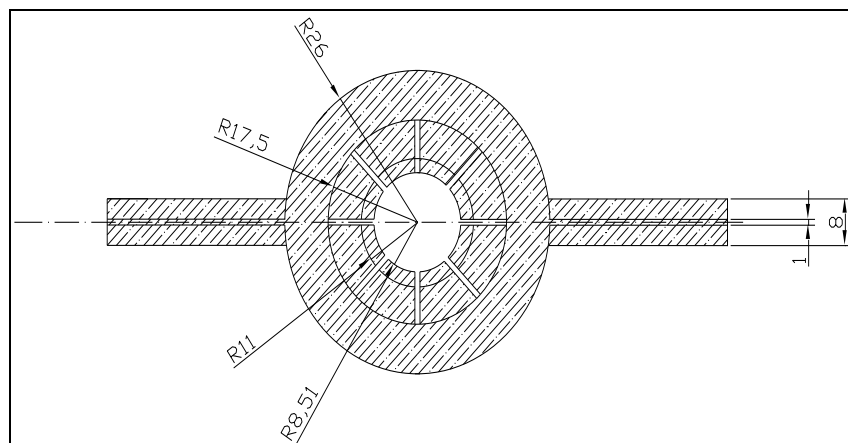


Figura 3.6 – Schema del miscelatore radiale non raffreddato

2. Miscelatore radiale raffreddato

Il miscelatore radiale raffreddato (Fig. 3.7) è costituito da un diffusore e da una camera di miscelazione a sezione costante. Il diffusore di 39.7 mm di lunghezza è interfacciato con la torcia con una sezione di diametro 8 mm e finisce con una sezione di 22 mm di diametro. La camera di miscelazione a sezione costante di 22 mm di diametro è lunga 29.5 mm. A 50.2 mm dall'estremità a contatto con il riscaldatore sono posti a simmetria radiale 8 fori da 1 mm di diametro, attraverso i quali viene iniettato il gas secondario, interfacciati con l'esterno attraverso condotti di 3 mm di diametro esterno. Il diffusore e la camera di miscelazione di spessore 1.5 mm sono posti all'interno di una camera cilindrica raffreddata di

3.2.2.2 La camera di miscelazione tangenziale (di tipo *swirl*)

La geometria di questo miscelatore (Fig. 3.9) permette l'iniezione di gas secondario tangenzialmente alla corrente primaria. Il gas, che si miscela con quello che proviene dalla torcia (gas caldo), è immesso a temperatura prossima a quella ambiente (gas freddo). Si realizza così un miscelamento a *swirl* in modo da rendere uniformi le caratteristiche del getto. Si produrrà all'interno della camera un moto vorticoso che migliora la miscelazione e limita il riscaldamento delle pareti della camera. Questo tipo di iniezione miscela prima le zone più esterne della corrente le quali diventano anche più fredde perché a diretto contatto con il gas secondario, poi per effetto della vorticità creata dal tipo di iniezione l'intera corrente si miscela e si ricrea l'equilibrio termodinamico.

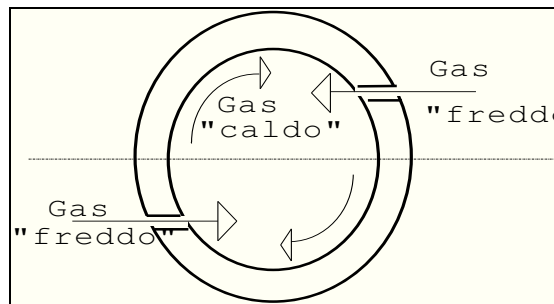


Figura 3.9 - Miscelamento tangenziale (a *swirl*)

Questo tipo di miscelazione se da un lato rischia di arginare il miscelamento nelle zone più esterne della corrente dall'altro raffredda le zone dello stesso a contatto con il miscelatore. La camera di miscelazione tangenziale (a *swirl*) può essere non raffreddata e raffreddata:

1. Miscelatore tangenziale (a *swirl*) non raffreddato

Il miscelatore tangenziale (a *swirl*) non raffreddato è interamente in bronzo (Fig. 3.10). È formato da una camera di miscelazione cilindrica di diametro 22 mm, lunghezza 34 mm e spessore 6.5 mm. A distanza 20 mm dal lato torcia, sono presenti due fori, uno posto su una retta parallela al diametro e a distanza 7 mm da esso, l'altro foro posto rispetto al diametro antisimmetricamente al primo. I fori non essendo praticati lungo un diametro non hanno una sezione circolare. La loro area è di circa 0.54 mm². I fori sono interfacciati con l'esterno attraverso

condotti di diametro 8 mm e lunghezza 35 mm ai quali si connette il tubo che trasporta il gas secondario (Fig. 3.11).



Figura 3.10 - Miscelatore tangenziale (a swirl) non raffreddato

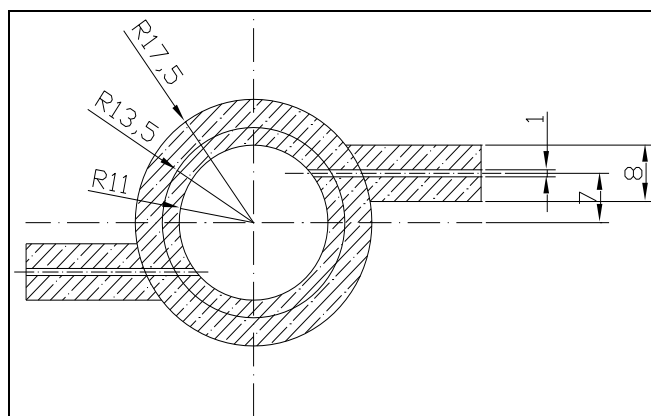


Figura 3.11 - Schema del miscelatore tangenziale (a swirl) non raffreddato

2. Miscelatore tangenziale (a *swirl*) raffreddato

Il miscelatore tangenziale (a *swirl*) raffreddato è formato da due flange collegate da due cilindri concentrici (Fig. 3.12). Un primo più interno di acciaio/quarzo resistente ad alte temperature serve per il passaggio della corrente mentre quello più esterno di vetro serve per il passaggio dell'acqua di raffreddamento.

Le flange cilindriche hanno un diametro interno di 22 mm e un diametro esterno di 35 mm e lunghezza pari a 34 mm in aggiunta hanno un disco di diametro 105 mm e spessore 5 mm che serve per l'inserimento di prigionieri che bloccano la geometria del miscelatore. La prima flangia differisce per la

presenza della camera di miscelazione, un cilindro di diametro interno 22 mm e spessore 6.5 mm posta a contatto con la torcia prima del disco. Qui due condotti di diametro 8 mm e lunghezza 35 collegati a due fori di diametro 1mm permettono l'iniezione tangenziale di gas secondario (a *swirl*). Un foro è posto su una retta parallela al diametro e a distanza 7mm da esso, l'altro foro posto rispetto al diametro antisimmetricamente al primo. Entrambe le flange presentano nella parte interna due alloggiamenti per due tubi concentrici di diametro 22 mm e 35 mm. Il diametro più piccolo serve per la chiusura del circuito della corrente primaria, l'altro per la chiusura del circuito di raffreddamento alimentato da due condotti di diametro 13 mm e lunghezza 35 mm che iniettano acqua che circonda le due flange e il condotto principale di collegamento (Fig. 3.13).

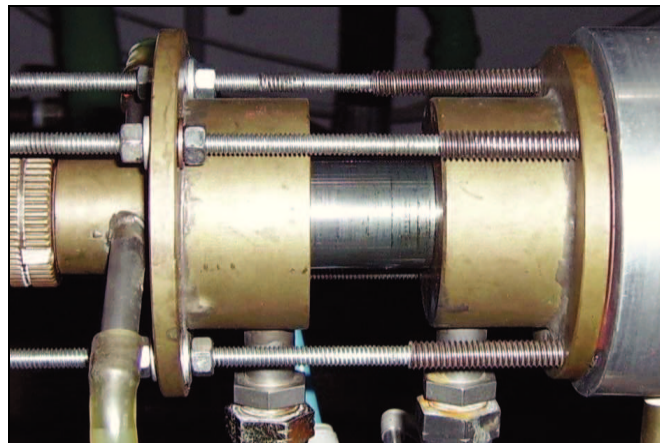


Figura 3.12 - Foto del miscelatore tangenziale (a swirl) raffreddato

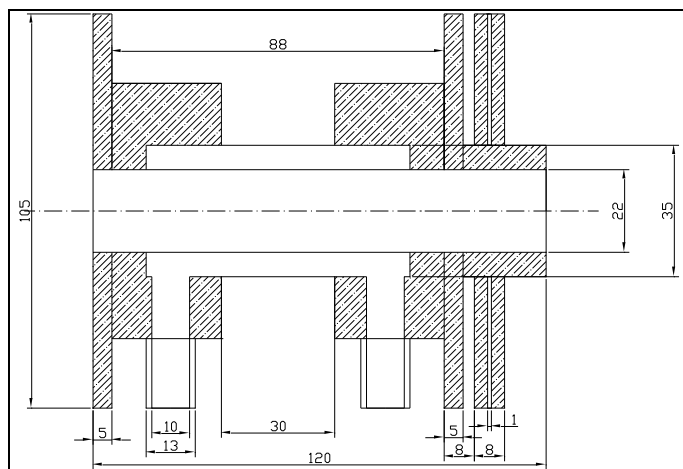


Figura 3.13 - Schema del miscelatore tangenziale (a swirl) raffreddato

Il miscelatore a *swirl* è stato utilizzato per effettuare le nostre prove sperimentali.

3.2.3 L'ugello

Gli ugelli che possono essere installati nella *SPES* sono di due tipi, lo *short nozzle* e il *long nozzle*, entrambi sono un convergente-divergente di forma conica in rame.

Questi ugelli sono dotati di un sistema di raffreddamento mediante la circolazione forzata di acqua distillata nei condotti dove sono installate delle termocoppie per la valutazione delle temperature di ingresso e uscita dell'acqua.

Le caratteristiche geometriche del *long nozzle* (Fig 3.15) sono:

- Un tratto convergente di 20 mm
- Un tratto divergente di 200 mm
- Diametro d'ingresso di 22 mm
- Diametro di gola di 8 mm
- Diametro di uscita di 60 mm
- Rapporto tra sezione di uscita e di gola pari a 56

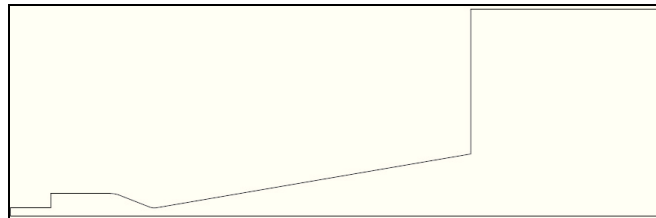


Figura 3.14 - Ugello convergente-divergente, *long nozzle*

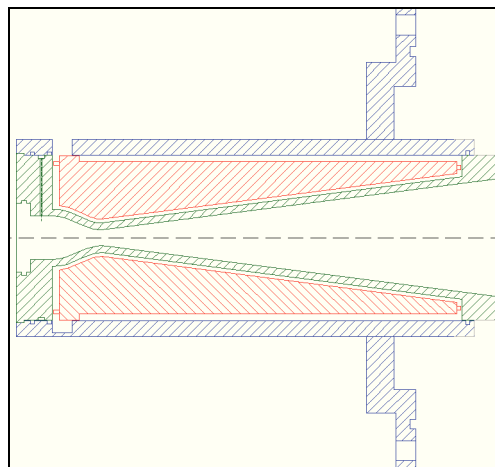


Figura 3.15 - Ugello convergente-divergente, *long nozzle*

Le caratteristiche geometriche dello *short nozzle* (Fig. 3.16) sono:

- Un tratto convergente di 46 mm
- Un tratto divergente di 61 mm
- Diametro d'ingresso di 22 mm
- Diametro di gola di 11 mm
- Diametro di uscita di 22 mm
- Rapporto tra sezione di uscita e di gola pari a 4

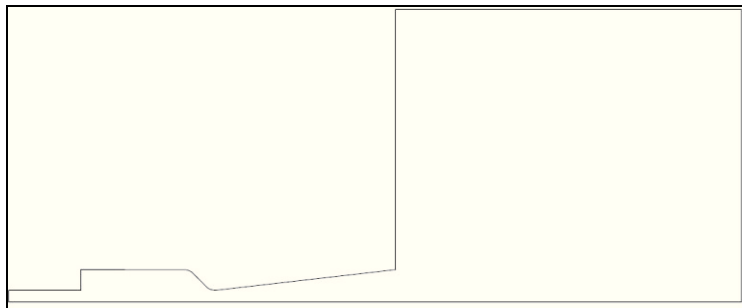


Figura 3.16 - Ugello convergente-divergente, *short nozzle*

3.2.4 La camera di prova

La camera di prova (Fig. 3.17) ha una forma cilindrica con una sezione circolare di diametro pari a 64 cm e lunghezza pari a 75 cm. Su una superficie laterale c'è un oblò che permette la visualizzazione della corrente, mentre dall'altra si può introdurre nel getto il modello o la sonda per effettuare le misure regolandone la posizione con delle apposite guide. Il raffreddamento è realizzato con acqua corrente che circola in una serpentina che riveste le pareti della camera.

Dopo aver attraversato la camera di prova, il gas entra in uno scambiatore di calore per essere raffreddato prima di entrare nelle pompe a vuoto. Lo scambiatore serve anche a mantenere la pressione della camera a un valore costante.

I sistemi di aspirazione sono due e sono collegati in serie:

- Una pompa a vuoto la quale a torcia spenta permette di raggiungere una pressione di circa 25 torr
- Una pompa meccanica la quale è azionata quando in camera c'è una pressione di circa 1000 torr e permette di raggiungere valori di pressione di circa 5-6 torr a torcia spenta.

Il livello di vuoto in camera è regolato da una valvola in modo da consentire il funzionamento dell'ugello supersonico in condizioni di corretta espansione.

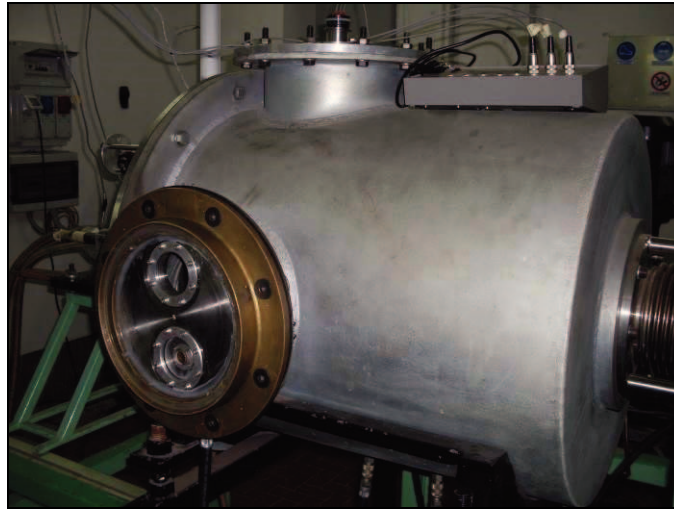


Figura 3.17 – Camera di prova

3.2.5 Sistemi di supporto

Intorno alla SPES ci sono altri sistemi che permettono il suo corretto funzionamento e senza i quali non si potrebbe utilizzarla. Questi sistemi sono:

- Raddrizzatore
- *Water cooling system*
- *Jam box*
- Pannello di controllo

Il sistema di alimentazione del generatore di plasma fornisce potenza elettrica attraverso un raddrizzatore (Fig. 3.18). Inoltre un circuito di raffreddamento, il quale opera con acqua demineralizzata, raffredda il generatore di plasma ed è costituito da una serbatoio di acqua distillata ed una pompa che invia l'acqua ai circuiti di raffreddamento. I cavi che si attaccano dalla torcia sono coassiali e al loro interno circola sia l'energia elettrica, necessaria per l'innesco dell'arco, sia l'acqua di raffreddamento. I cavi collegano la torcia alla *jam box*, che è il sistema che miscela i due circuiti di alimentazione e di raffreddamento.

Infine il sistema di controllo e il sistema di acquisizione dati consente l'accensione e lo spegnimento, il monitoraggio dei principali parametri del generatore di plasma (tensione e corrente dell'arco, temperatura dell'acqua di raffreddamento e le portate dei gas di prova) e la loro variazione, tenendo conto della corrente dell'arco e delle portate dei gas.



Figura 3.18 – Raddrizzatore (in alto a sinistra), *water cooling system* (in alto a destra), *jam box* (in basso a sinistra), pannello di controllo (in basso a destra)

CAPITOLO QUARTO

Strumenti di misura

4.1 Introduzione

Per i test che abbiamo effettuato in *SPES* abbiamo utilizzato una serie di strumenti di misura. Abbiamo usato in primis una sonda in grafite come uno strumento di indagine della concentrazione locale dell'ossigeno. Per la variazione di massa della sonda abbiamo utilizzato una bilancia elettronica e per la variazione di massa un calibro a corsoio. Con l'utilizzo di un microscopio ottico abbiamo fatto delle prime valutazioni superficiali sulla sonda, in prima battuta è stata effettuata un'analisi qualitativa sulle condizioni della sonda pre-test e post-test per valutare i cambiamenti macroscopici avvenuti in superficie. Tale analisi è stata poi fatta approfonditamente tramite un microscopio elettronico ad alta risoluzione (*SEM*) in dotazione al dipartimento di chimica (*IRC/CNR*), con il quale abbiamo effettuato una collaborazione di ricerca. Abbiamo utilizzato un pirometro per la misura della temperatura del *nose* della sonda, la quale è stata successivamente utilizzata per la calibrazione della termocamera all'infrarosso utilizzata per la misura della variazione della temperatura lungo il corpo e tramite un post processing delle immagini abbiamo ricavato il rateo di combustione. Abbiamo utilizzato un tubo di Pitot raffreddato ad acqua per la valutazione della pressione di impatto e un Gardon gage per la misura del flusso termico nel punto di ristagno. Infine abbiamo utilizzato una videocamera e una macchina fotografica digitale per registrare la prova per rivederla e analizzarla successivamente.

4.2 Sonda in grafite

Per lo scopo dei nostri test, ovvero per tentare di ricavare la concentrazione locale dell'ossigeno in una corrente di azoto e ossigeno, abbiamo utilizzato una sonda in grafite (Fig. 4.1 e 4.2) della casa produttrice Goodfellow. Dal consumo della sonda nel tempo si ricava il rateo di combustione della grafite che è legato, come abbiamo visto nel Capitolo I, alla concentrazione dell'ossigeno delle corrente che investe la sonda. Le caratteristiche della sonda utilizzata sono:

- Grafite artificiale, pura al 99.997%
- $\rho = 1740 \text{ kg/m}^3$
- $\lambda \approx 100 \text{ W/mK}$
- $d = 3 \text{ mm}$
- $l = 100 \text{ mm}$

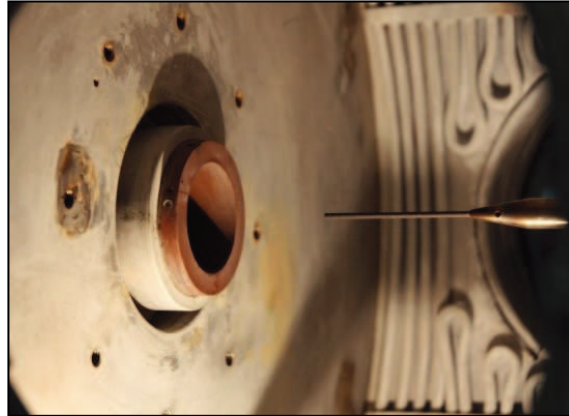


Figura 4.1 – Sonda in grafite in camera di prova

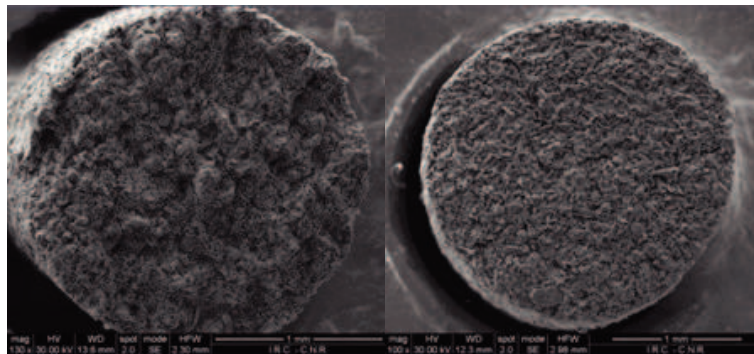


Figura 4.2 – Sonda in grafite scansione con SEM

4.3 Bilancia analitica

Per ricavare il rateo di combustione senza utilizzare la termografia c'è bisogno di misurare la variazione della massa della sonda avvenuta durante il test. Per misurare la massa della sonda pre-test e post-test abbiamo utilizzato una bilancia elettronica KERN EG 620 – 3NM (Fig. 4.3).

Le caratteristiche della bilancia analitica sono:

- Portata massima: 620 g
- Divisione: 0.001g
- Riproducibilità: 0.001g
- Linearità: ± 0.004 g



Figura 4.3 – Bilancia analitica KERN EG 620

4.4 Calibro a corsoio

Per ricavare il rateo di combustione senza utilizzare la termografia c'è bisogno di misurare anche la variazione della lunghezza della sonda avvenuta durante il test. Per misurare la lunghezza della sonda pre-test e post-test abbiamo utilizzato un calibro a corsoio a nonio ventesimale WEZU in acciaio inox (Fig. 4.4)

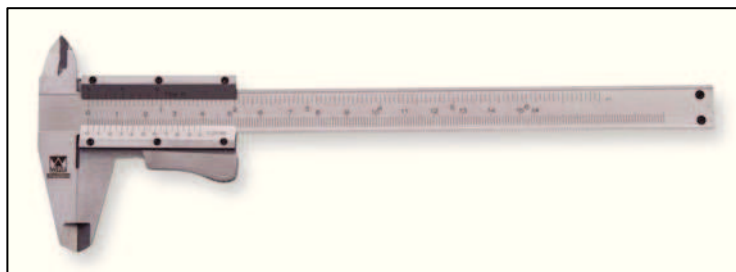


Figura 4.4 – Calibro a corsoio a nonio ventesimale

4.5 Microscopio ottico

Per valutare qualitativamente l'effetto della corrente ad alta entalpia sulla sonda, e quindi sulla sua superficie, abbiamo utilizzato uno stereo microscopio VISION SX45 (Fig. 4.5). Le caratteristiche del microscopio sono:

- Rapporto di zoom 6.3:1
- Inclinazione tubo di osservazione 45°
- Regolazione della distanza interpupillare (da 52 a 75 mm)
- Regolazione delle diottrie su entrambi gli oculari



Figura 4.5 – Stereo microscopio

4.6 Microscopio elettronico

Per avere un'analisi più accurata degli effetti della corrente ad alta entalpia sulla sonda in grafite abbiamo utilizzato il microscopio elettronico Inspect (*SEM*) in dotazione all'IRC/CNR (Fig. 4.6).



Figura 4.6 – Microscopio elettronico Inspect

4.7 Pirometro

Il principio di funzionamento del pirometro si basa sull'energia nello spettro infrarosso emessa da un oggetto caldo e attraverso un'ottica incorporata la si raccoglie e la si focalizza in uno speciale sensore che la trasforma in un segnale elettrico successivamente amplificato, convertito in digitale e infine visualizzato a display.

Il segnale visualizzato (T) è legato alla radiazione termica o irradiazione j^* del corpo da misurare tramite la legge di Stefan-Boltzmann, alla costante di proporzionalità o costante di Stefan-Boltzmann σ , e all'emissività dell'oggetto ε

$$j^* = \sigma \varepsilon T^4 \quad (4.1)$$

Nell'utilizzo di un pirometro bisogna assicurarsi che il rapporto di misura dello strumento (D/S), ovvero il rapporto tra la distanza del pirometro dalla zona da misurare e lo spot sul quale si media la temperatura, sia idoneo all'applicazione richiesta.

Il pirometro utilizzato è un Impac ISQ 5 (Fig. 4.7) della casa costruttrice Lumasense Technologies.

Le caratteristiche del pirometro sono:

- Intervallo di temperatura: 1000-3000°C
- Intervallo spettrale: 0.9-1.05 μm
- Campo operativo: 160:1 (diametro minimo dello spot di 1.5 mm)
- Tempo di risposta: $\leq 10\text{ms}$ (regolabile fino a 10s)
- Incertezza di misura: 1%



Figura 4.7 – Pirometro Impac ISQ 5 (in alto a sinistra)

4.8 Termografo

La termocamera all'infrarosso (*IRT*) cattura le radiazioni nel campo dell'infrarosso dello spettro elettromagnetico (tra i 9-14 μm) e produce un'immagine di quella radiazione chiamata termogrammo. L'ammontare della radiazione emessa da un oggetto aumenta con la temperatura quindi è possibile vedere le variazioni di temperatura. Le immagini termiche o termogrammi sono una visualizzazione della quantità di energia infrarosso emessa, trasmessa e riflessa da un oggetto. Infatti l'energia incidente (il profilo di energia visto attraverso una termocamera) è data dalla somma dell'energia emessa (l'energia che si vuole misurare), dell'energia trasmessa (l'energia che passa attraverso il soggetto generato da una sorgente di calore remota) e dell'energia riflessa (l'energia riflessa dall'oggetto generata da una sorgente di calore remota). Poiché ci sono sorgenti multiple dell'energia infrarossa, è difficile dare una temperatura accurata di un oggetto usando tale tecnica. Una termocamera all'infrarosso è capace di generare algoritmi per interpretare quel dato e per costruire un'immagine. Sebbene l'immagine mostri una vista approssimata della temperatura alla quale l'oggetto si trova, la termocamera usa sorgenti multiple del dato basato sull'area circostante per determinare quel valore piuttosto che rilevare la temperatura attuale. Per effettuare una misura di temperatura di un oggetto, il termografo deve essere tarato utilizzando l'emissività dell'oggetto da misurare tramite una tabella di emissività. L'algoritmo della termocamera corregge la temperatura utilizzando l'emissività per calcolare la temperatura che si avvicina di più a quella di contatto dell'oggetto.

La termocamera utilizzata è la FLIR Indigo Phoneix (Fig. 4.8). Questa termocamera all'infrarosso possiede un range dinamico a 14 bit, una modalità di esposizione di tipo *snapshot*, un'elevata capacità di frame e un'eccellente risoluzione. Accoppiato con la termocamera c'è un sottosistema elettronico di registrazione in tempo reale delle immagini video (*RTIE*).

Le caratteristiche della termocamera Indigo Phoenix sono:

- Intervallo di temperatura: -20 – 2000°C
- Sensore InSb: 1.5 – 5 mm
- Spettro: 0.9 – 1.7 μm
- Incertezza di misura: 2% per temperature oltre i 450°C
- Matrice: 320 x 256 pixels

- Sensibilità: 7 mK
- Velocità di acquisizione: 345Hz full frame – 38 kHz 128x2 pixels
- Tempo d'integrazione: da 10s a 8 ms
- Inserimento di filtri Interferenziali: Neutral density per riduzione segnale



Figura 4.8 – Termocamera FLIR Indigo Phoenix

4.9 Telecamera e macchina fotografica digitale

Durante i test è stata utilizzata una telecamera per ottenere delle immagini video in modo da osservare in un secondo momento e con più calma ciò che è avvenuto durante l'immersione della sonda nella corrente. In questo modo si sono apprezzate meglio alcune fenomenologie che durante le fasi concitate del test non si erano notate. È da tener presente che durante i test l'attenzione maggiore ricade su altri aspetti pratici della prova, quali il corretto funzionamento dell'apparato sperimentale e la durata del test, pertanto non si ha tempo e modo di osservare da vicino (tramite l'oblò) la sonda per tutta la durata del test e per questo motivo le immagini video sopperiscono a questa mancanza. Oltre ad immagini video abbiamo utilizzato anche una fotocamera per effettuare alcuni scatti durante i test.

4.10 Modifiche alla camera di prova

Per poter utilizzare tutti gli strumenti durante il test abbiamo dovuto modificare la camera di prova in modo tale da poter avere un'ampia visuale per gli strumenti di

misura della temperatura quale il pirometro e la termocamera all'infrarosso. Inoltre la distanza della termocamera dalla sonda interna alla *SPES* ci fornisce una stima della temperatura più bassa rispetto a quella reale in quanto, come precedentemente detto, la mediazione di temperatura avviene su una zona (*spot*) che è inversamente proporzionale alla tale distanza. Pertanto oltre ad utilizzare due nuovi oblò interamente di vetro non riflettente, si è intervenuti ad avvicinare uno dei due alla sonda costruendo un oblò che rientrasse nella camera di prova nei limiti di sicurezza e funzionalità della galleria ad arco. La nuova disposizione (Fig. 4.9) presenta una termocamera su un lato e un pirometro sull'altro affiancato da una videocamera/fotocamera.

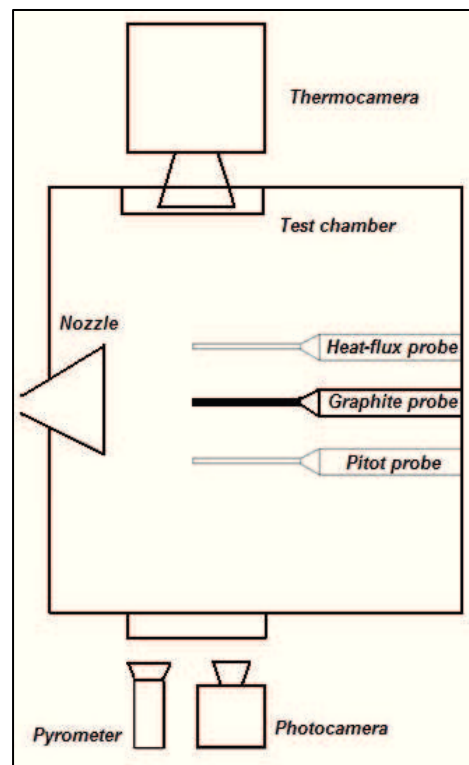


Figura 4.9 – Disposizione strumenti in *SPES*

CAPITOLO QUINTO

Protocollo di prova e tecniche di misura

5.1 Introduzione

Per affrontare sperimentalmente il problema illustrato nel Capitolo I dobbiamo utilizzare una sonda in grafite nella galleria *SPES* e pertanto abbiamo impostato la campagna di prove secondo un protocollo definito dopo un set di prove preliminari che ci hanno permesso di capire quali aspetti dovevano essere migliorati, quali invece da eliminare e quali da approfondire. Definito la procedura di prova abbiamo effettuato delle misure relative alla corrente, quali l'entalpia totale, la quale risulta essere importante per una galleria ad arco come discusso nel Capitolo VI, e le pressioni. L'entalpia la ricaviamo tramite un bilancio energetico nell'*arc heater* mentre le pressioni le misuriamo tramite appositi strumenti posti in posizione determinate della galleria ad arco. Infine sarà esposto il metodo di misura di alcune grandezze sul corpo quali la temperatura tramite la pirometria, il rateo di combustione tramite la termografia e le misure di massa e lunghezza tramite un calibro a corsoio.

5.2 Protocollo di prova

Una prima parte di prove preliminari ci hanno dato l'opportunità di capire quale metodo utilizzare per effettuate i test in *SPES*, oltre alla durata minima di un test e alla lunghezza della sonda. Dopo i test preliminari abbiamo adottato un protocollo di prova da seguire per ogni test in modo da standardizzare il processo.

Il protocollo di prova adottato per il test di una sonda in grafite in *SPES* consiste in:

1. Misura della lunghezza della sonda pre-test tramite calibro a corsoio
2. Misura della massa della sonda pre-test tramite bilancia elettronica
3. Accensione della galleria ad arco
4. Stabilizzazione del punto di prova (portata del gas e potenza)
5. Misura dell'entalpia totale tramite bilancio energetico
6. Misura delle pressioni tramite trasduttori di pressione e Pitot raffreddato ad acqua

7. Immersione della sonda nella corrente per un tempo prefissato
8. Misure di temperatura superficiale della sonda tramite pirometro (*nose*) e termografia (lungo la sonda)
9. Misura della lunghezza della sonda post-test tramite calibro a corsoio
10. Misura della massa della sonda post-test tramite bilancia elettronica
11. Eventuale ripetizione del test con durata differente (Step 3-10)
12. Analisi dei dati della prova

Pertanto un test prevede la misura della lunghezza della sonda tramite un calibro e della massa tramite una bilancia elettronica e i dati vengono riportati su un foglio elettronico. Poi si accende la galleria ad arco e si inietta azoto con una portata stabilita (solitamente 0.4 g/s), si setta il valore dell'intensità di corrente (variabile da un minimo di 100 A ad un massimo di 600 A) e di conseguenza il voltaggio, si fa passare ossigeno attraverso la *mixing chamber* con una certa portata fissata (di solito 0.1 g/s) in modo da farlo miscelare con l'azoto. Stabilizzato il punto di prova si registrano i salti di temperatura ΔT_{ah} all'inizio dell'*arc heater* e ΔT_m della *mixing chamber*. Si misura l'entalpia H_{ah} all'*arc heater*, l'entalpia H_m nella *mixing chamber* e l'entalpia H_N all'uscita dell'ugello tramite un bilancio energetico e si passa così alla misura della pressione p_t nella *mixing chamber*, la pressione p_{ne} all'uscita dell'ugello e la pressione p_{ts} nella camera di prova tramite dei trasduttori di pressione. Infine si misura prima la pressione di impatto p_{02} tramite un tubo di Pitot raffreddato ad acqua e poi il flusso termico di ristagno \dot{q} tramite un sensore di flusso termico (*Gardon gage*) entrambi posti sull'asse della corrente. Registrati tutti questi dati in un foglio elettronico si procede nell'immettere la sonda nella corrente e la si lascia per un tempo fissato, in contemporanea si misura la temperatura sul *nose* tramite un pirometro e la temperatura lungo tutto il corpo tramite una termocamera. Al termine della prova si estrae la sonda e si effettua una misura della lunghezza e della massa. Si registrano i dati ed eventualmente si ripete la prova inserendo la stessa sonda in galleria ripetendo gli Step 3-10. Infine si elaborano ed analizzano i dati della prova tramite un foglio di calcolo sviluppato appositamente per questo tipo di fenomenologia. Si integrano le misure con scansioni tramite microscopio elettronico e porosimetria tramite la collaborazione con IRC/CNR.

5.3 Misure relative alla corrente

Dopo la fase dell'accensione della galleria e della sua stabilizzazione tramite l'iniezione di azoto ad una certa portata e il settaggio di un'intensità di corrente stabilita si misurano le entalpie tramite un bilancio energetico e le pressioni lungo la galleria ad arco tramite dei trasduttori di pressione.

5.3.1 Entalpia Totale: bilancio energetico

L'entalpia media viene valutata in tre differenti posizioni dell'arcogetto tramite le misure della potenza data al gas, gli incrementi della corrente di gas e di refrigerante, gli incrementi di temperatura del refrigerante. Le tre misure ci restituiscono una media di tutte le forme di energia presenti in ogni singola posizione dell'arcogetto. Il primo valore è per la parte di gas riscaldata dall'*arc heater*, mentre le altre due misure sono per la corrente totale di gas.

L'entalpia media della parte di gas riscaldata dall'*arc heater* e che lascia lo stesso per entrare nella *mixing chamber* è data da

$$H_{ah} = \frac{VI - (i \cdot T_{ref})}{i \cdot T_{ref}} \quad (5.1)$$

L'entalpia media della corrente totale di gas che lascia la *mixing chamber* per entrare nell'ugello è (trascurando la perdita dovuta al riscaldamento del corpo della *mixing chamber*):

$$H_m = \frac{H_{ah} i \cdot T_{ref}}{i \cdot T_{ref}} \quad (5.2)$$

L'entalpia media della corrente all'uscita dell'ugello è

$$H_N = H_m - \frac{(i \cdot T_{ref})}{i \cdot T_{ref}} \quad (5.3)$$

In queste relazioni abbiamo indicato con V la tensione elettrica, con I l'intensità di corrente settata, \dot{v} la portata del gas all'*arc heater*, \dot{v} la portata totale del gas, con il pedice hc e nc rispettivamente il raffreddamento dell'*arc heater* e dell'ugello.

5.3.2 Pressioni

Dopo aver misurato l'entalpia media effettuiamo una misura delle pressioni tramite l'uso di trasduttori (Fig. 5.1). Nella *mixing chamber* misuriamo la pressione p_t , all'uscita dell'ugello misuriamo la pressione p_{ne} e nella *test chamber* misuriamo la pressione p_{ts} .

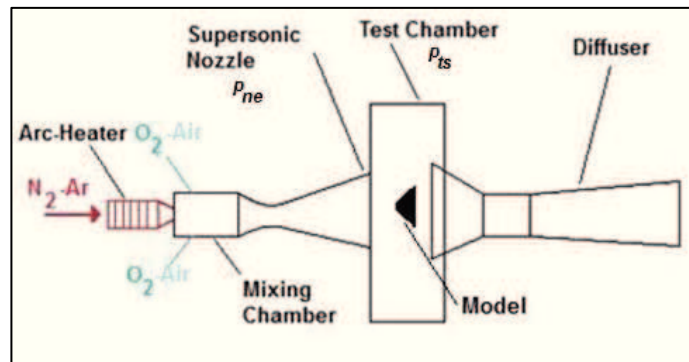


Figura 5.1 – Misure di pressione tramite trasduttori in SPES

5.4 Misure sul corpo

Misurate le entalpie medie della corrente e le pressioni lungo la galleria ad arco passiamo alla misure che possiamo rilevare sul corpo. In particolare misuriamo la temperatura del *nose* della sonda di grafite tramite un pirometro e il rateo di combustione tramite una termocamera all'infrarosso.

5.4.1 Misure di temperatura mediante pirometria

Tramite il pirometro abbiamo misurato la temperatura del *nose* della sonda. Il pirometro è stato posizionato ad una distanza tale da permettere una misura quasi puntuale della temperatura e durante la prova punta sempre al *nose*. La temperatura misurata all'inizio del test è stata utilizzata per la calibrazione della termocamera all'infrarosso.

5.4.2 Misure del rateo di combustione locale mediante termografia

La termocamera Indigo Phoenix prima di essere utilizzata per la valutazione del rateo di combustione e prima del suo utilizzo viene calibrata per ogni test da effettuare tramite la misura della temperatura al *nose* misurata dal pirometro. Dopo la calibrazione della termocamera (Fig. 5.2) si registra la combustione della sonda e si analizzano in post-processing le immagini (Fig. 5.3, 5.4, 5.5) dalle quali si ricava l'andamento della temperatura e il rateo di combustione del test esaminato.

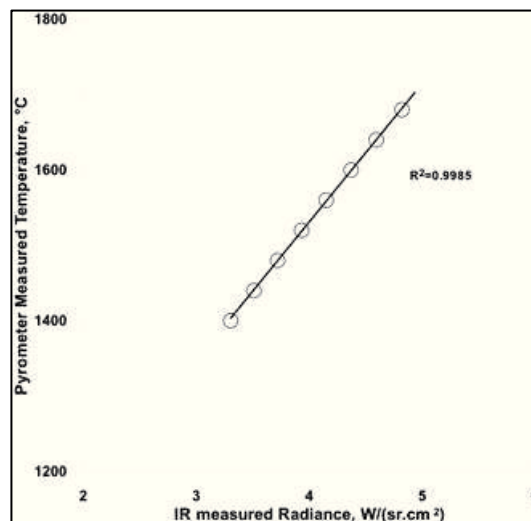


Figura 5.2 – Calibrazione termocamera Phoenix

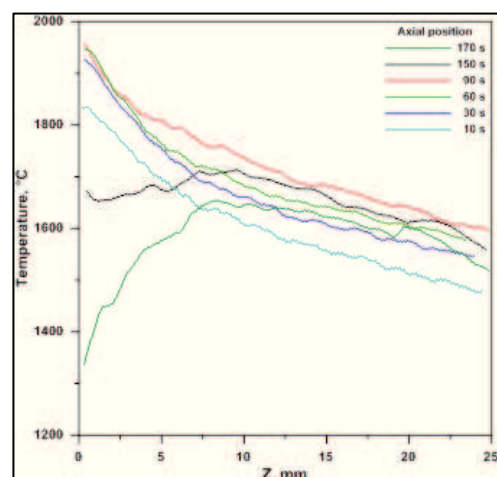


Figura 5.3 – Andamento della temperatura lungo l'asse

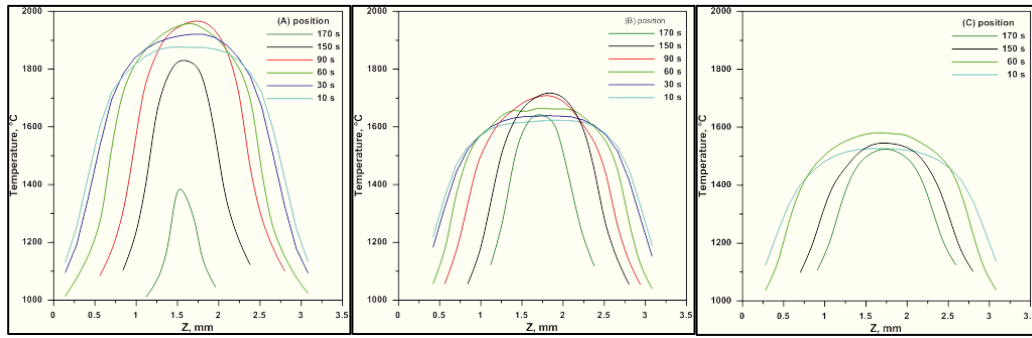


Figura 5.4 – Andamento radiale della temperatura in tre posizioni differenti della sonda

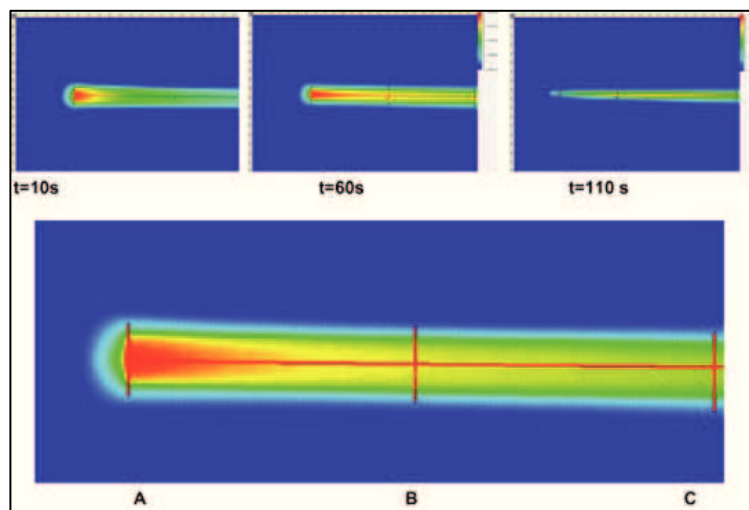


Figura 5.5 – Immagini della sonda in tre istanti di tempo differenti

5.4.3 Misura del rateo di combustione medio

Oltre alla termografia possiamo ricavare il rateo di combustione tramite una misura media dello stesso. Ricordando che il rateo di combustione è la quantità di massa persa nell'unità di superficie e di tempo possiamo approssimare il rateo di combustione come

$$\dot{r} = \frac{\Delta m}{\Delta S \Delta t} \quad (5.2)$$

nella quale \dot{r} è la massa di grafite persa durante il test, S la superficie della barra di grafite, t il tempo della durata del test. Osservando la (5.2), il rateo di combustione dimensionalmente rappresenta proprio il flusso di massa di grafite per unità di

superficie e di tempo. Pertanto si può in maniera diretta valutare la perdita di massa misurando con una bilancia elettronica la massa del provino pre-test e post-test e calcolando la differenza, la variazione di tempo con un cronometro, e infine la variazione di superficie avvenuta o con uno metodo analitico che considera la sonda come un cilindro medio equivalente calcolandone il raggio medio tramite il quale si calcola la superficie della sonda oppure utilizzando un software tipo *CATIA* tramite il quale si importa un'immagine della sonda post-test posta su un foglio di carta millimetrata, si calibra lo strumento di misura interno del programma tramite il foglio millimetrato, si divide la sonda in n parti che non sono altro che tronchi di cono e si effettuano le misure del diametro della sonda ai vari step definiti partendo dalla punta fino ad arrivare alla base, si ricava la superficie dei vari tronchi di cono e la somma di tutte le superfici calcolate restituiscono la superficie totale della sonda post-test. Pertanto la valutazione del provino pre-test e post-test ci da tutte le informazioni necessarie per ricavare il rateo di combustione medio delle barre sottili di grafite immerse in una corrente in regime supersonico o ipersonico ad alta entalpia.

CAPITOLO SESTO

Campo di moto sul corpo

6.1 Introduzione

Nelle gallerie ad arco di norma si fa passare un gas (azoto o argon) attraverso un arco elettrico per riscaldarlo e portarlo a temperature elevate in modo da generare un plasma di gas tale da mantenere attivo l'arco elettrico, a tale plasma viene aggiunto in una *mixing chamber* un altro gas (aria o ossigeno) in modo da simulare l'aria, tale miscela viene fatta poi espandere attraverso un ugello convergente-divergente il quale è collegato alla *test chamber* nella quale è inserito il provino mantenuto da un apposito supporto, a valle del provino c'è di solito una *vacuum chamber*. Questo schema è anche quello della *SPES* che abbiamo utilizzato per i nostri test nella quale facciamo passare azoto attraverso l'arco elettrico e lo misceliamo con ossigeno nella *mixing chamber*. Pertanto, per studiare la fenomenologia affrontata si analizzerà il campo di moto a partire dall'*arc heater* fino a quello presente sul corpo definendo le condizioni e le formulazioni per ricavare alcune grandezze fondamentali quali la composizione delle concentrazioni delle specie chimiche della corrente a monte, la temperatura totale e l'entalpia sulla *centerline (core)* della corrente con la teoria di R. B. Pope, la velocità, il numero di Mach, la densità, la viscosità cinematica a monte dell'onda d'urto con le note formule dell'espansione della corrente isentropica, la velocità, il numero di Mach, la densità e la viscosità cinematica a valle dell'onda d'urto con le note formule dell'onda d'urto normale, la forma dell'onda d'urto e l'andamento della pressione sul corpo con la *Blast Wave Theory* di Sakurai, il valore del flusso termico sul corpo con la formulazione di L. F. Cabtree.

6.2 Analisi della corrente nell'ugello: teoria di R. B. Pope

L'entalpia della corrente sulla *centerline* può essere valutata in diversi modi, uno dei quali è il metodo dell'*Equilibrium Sonic Flow* utilizzato per la prima volta da Winovich per gallerie ad arco. Il metodo è valido per pressioni sufficientemente elevate nella *mixing chamber*, e in tali condizioni la corrente è in equilibrio o quasi in equilibrio nella

mixing chamber e nell'ugello. Al diminuire della pressione nella *mixing chamber* la corrente nell'ugello divergerà dall'equilibrio e per valori della pressione sufficientemente bassi le condizioni chimiche della corrente si congelano rapidamente e restano in questa condizione anche nell'ugello. Quando si fa passare un gas attraverso l'arco elettrico se la pressione è maggiore di 0.3 atm le varie specie chimiche della corrente attraverso l'arco elettrico sono in equilibrio. Quindi la corrente che fuoriesce dall'*arc heater* è in equilibrio termodinamico e chimico. Nella *mixing chamber* dopo vari esperimenti è stato visto che il tempo necessario per la ricombinazione degli atomi è molto più grande di quello di permanenza nella camera e pertanto la composizione chimica del gas è assunta essere congelata all'ingresso e si mantiene tale anche attraverso l'ugello. Nell'ugello si assume che il gas resti congelato attraverso l'espansione che avviene nella parte divergente. L'ipotesi del *Sonic Flow Method* è quella di considerare isentropico il processo di espansione attraverso l'ugello. Per definizione di processo isentropico, se gli elementi della corrente sono adiabatici (elevato rendimento dell'ugello) e l'espansione è in condizioni chimiche congelate (valore di gamma quasi costante al variare di H) allora la corrente è isentropica. L'errore che si commette sulla valutazione dell'entalpia facendo questa ipotesi varia dal 4% al 18%. Il *core* della corrente può essere rappresentato come un processo politropico utilizzando un opportuno esponente politropico γ se l'ugello è libero da onde d'urto e il processo di espansione è sia in equilibrio che in condizione chimiche congelate. Il valore di γ può anche essere determinato da una miscela chimicamente congelata di atomi e molecole con energia vibrazionale congelata utilizzando

$$\gamma = \frac{4+3Z}{4+Z} \quad (6.1)$$

nella quale il valore Z è determinato dal bilancio energetico nell'*arc heater*. Pertanto il *Sonic Flow Method* utilizzato per la prima volta da Winovich e successivamente semplificato da Jorgensen assume che la corrente può essere modellata fino al punto sonico di un ugello mediante un'espansione isentropica monodimensionale in condizioni di equilibrio. Jorgensen modificò il *Sonic Flow Method* per applicarlo a correnti che sono in equilibrio attraverso la camera di miscelamento fino all'inizio dell'espansione

per poi rapidamente congelarsi dal questo punto in poi, per questo motivo il metodo prende il nome di *Frozen Sonic Flow Method*. Pope, partendo dalle considerazioni fatte da Jorgensen, evidenziò che il metodo può essere applicato a correnti che si assumono congelate chimicamente a monte dell'inizio dell'espansione se la composizione della corrente chimicamente congelata è nota. L'equazione che governa il fenomeno è quella della portata in condizione soniche

$$\frac{\dot{r}}{p_t A^*} = \frac{F(\gamma)}{(Z T_t)^{1/2}} \quad (6.2)$$

nella quale \dot{r} è la portata di gas totale, p_t è la pressione totale alla fine della *mixing chamber*, A^* è la sezione della gola dell'ugello, T_t la temperatura totale alla fine della *mixing chamber*, $F(\gamma)$ e C sono dati da

$$F(\gamma) = \left[\gamma \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right]^{1/2} \quad (6.3)$$

e

$$C = \left(\frac{m_0}{R} \right)^{1/2} \quad (6.4)$$

Per correnti chimicamente congelate se la composizione chimica è nota, Z è ottenuto tramite

$$Z = 1 + \alpha \quad (6.5)$$

nella quale α rappresenta la frazione di massa totale delle specie dissociate valutate tramite il bilancio energetico riportato nel Capitolo V. Valutato Z si ricava γ con la relazione (6.1). La portata di massa \dot{r} e la pressione totale p_t sono misurate e la relazione (6.2) è utilizzata per determinare la temperatura totale T_t all'inizio

dell'espansione. Nota la temperatura T_i e la composizione chimica della corrente, l'entalpia sulla *centerline* è valutata tramite

$$H = \sum_i c_i \left(H_{T_0} + \Delta H_{f,T_0} \right)_i \quad (6.6)$$

nella quale ci sono le concentrazioni note delle specie chimiche della corrente e il termine $\left(H_{T_0} + \Delta H_{f,T_0} \right)_i$ è correlato alla temperatura tramite la

$$\left(H_{T_0} + \Delta H_{f,T_0} \right)_i = B_1 T + B_2 \quad (6.7)$$

nella quale i valori B_1 e B_2 sono ricavati dalle *JANAF thermochemical tables*.

Si capisce da quanto detto che un importante parametro che le gallerie ad arco devono simulare è l'entalpia. Nella *test chamber* di una galleria ad arco, l'entalpia è più alta sulla *centerline*, decresce gradualmente verso la parete nella regione interna della corrente e decresce rapidamente nella regione esterna vicino alla parete. La regione interna della corrente nella quale le proprietà variano lentamente è chiamata *core region*, e i test sono fatti all'interno di questa regione. L'entalpia del *core* è chiamata entalpia sulla *centerline* o entalpia del *core*. È questa entalpia di *centerline* quella che deve simulare il valore in volo. L'entalpia media di tutta la regione della corrente inclusa la regione fredda esterna è chiamata entalpia media (*mass-average enthalpy*). Il rapporto tra entalpia di *centerline* e entalpia media è maggiore di uno e risulta essere un parametro molto importante nelle gallerie ad arco. Siccome il flusso termico è proporzionale all'entalpia si capisce che ogni incertezza nella sua valutazione si riflette direttamente sull'incertezza delle prestazioni dei materiali di protezione termica testati.

L'entalpia sulla *centerline* può essere legata all'entalpia all'uscita dell'ugello e tale rapporto è stato stimato da Pope essere compreso tra 1.25 a 2.07 in funzione del valore della pressione nella *mixing chamber*. Park, invece, valutò l'entalpia media tramite tre metodi differenti (*Heat Balance Method*, *Sonic Throat Method*, *CFD Method*), e valutò l'entalpia sulla *centerline* con tre metodi differenti (*Heat Transfer Method*, *Spectrometric Method*, *CFD Method*) e dai risultati (Fig. 6.1) ottenne che il rapporto tra

l'entalpia di *centerline* e l'entalpia media vale 1.41, valore da lui ricavato ribadendo 25 volte una prova nelle medesime condizioni

$$\frac{\text{centerline enthalpy}}{\text{avarage enthaply}} = 1.41 \quad (6.8)$$

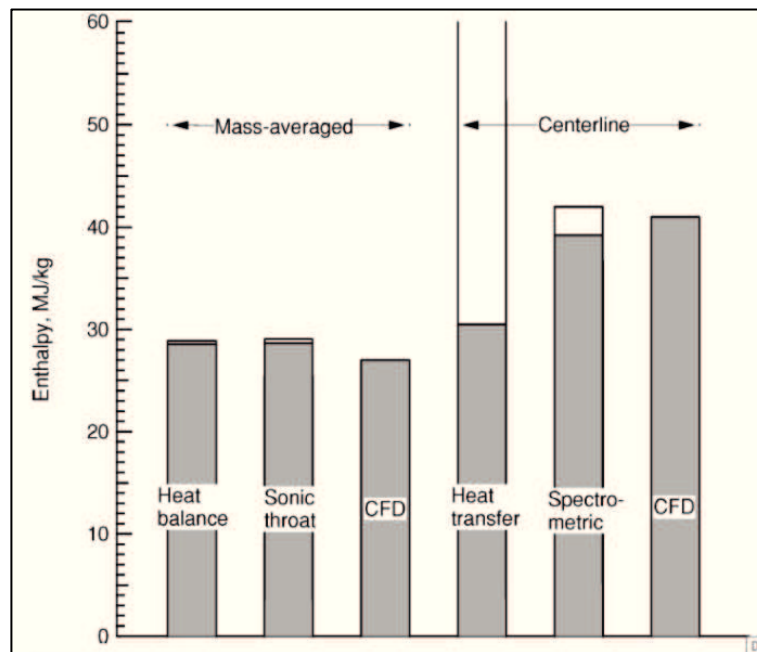


Figura 6.1 – Confronto tra i valori dell'entalpia

6.3 Campo di pressione sul corpo: teoria di Sakurai (*Blast Wave Theory*)

Un'onda esplosiva (*blast wave*) è un fenomeno comune che si manifesta come un urto quando capita un'esplosione, e questo fenomeno è di per se un tipo di disturbo nell'ambiente come lo è un'onda sonora. Tuttavia le caratteristiche della *blast wave* sono molto differenti da quelle di un onda sonora. Diversamente dalla velocità del suono, a , la velocità della *blast wave*, U , non è costante ed è sempre più grande di quella del suono. Di solito U è molto grande vicino all'origine dell'esplosione e decresce molto rapidamente raggiungendo la velocità del suono (Fig. 6.2). Ciò implica anche che l'energia di dissipazione è più significativa di quella dell'onda sonora e che una *blast wave* non è realmente un'onda periodica come le normali onde sonore ma consiste in un singolo impulso distinto dalla presenza di un'onda d'urto. In questo caso il termine onda

d'urto è usato per indicare la superficie frontale e non l'intera regione d'impulso che è definita dalla *blast wave*.

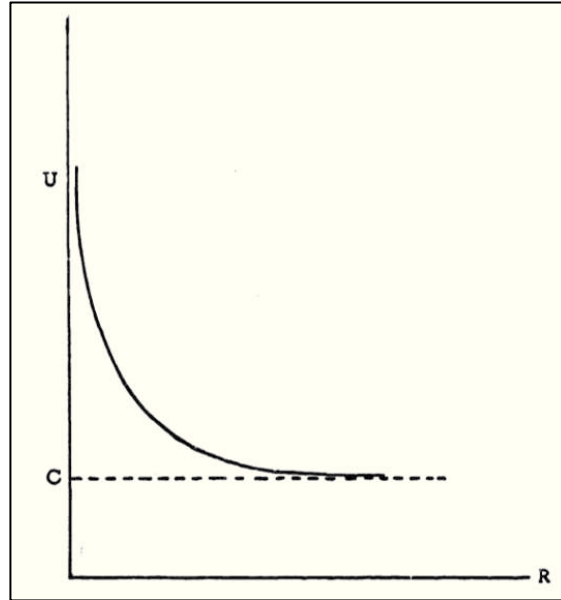


Figura 6.2 – Decadimento della velocità della *blast wave*

Se indichiamo con E l'energia rilasciata istantaneamente al tempo $t=0$ il raggio dell'onda d'urto deve essere funzione di

$$R(t) = f(t; E, \rho_{\infty}, p_{\infty}, \gamma, \sigma) \quad (6.9)$$

con σ il fattore di simmetria, il quale è 2 per simmetria sferica, 1 per simmetria cilindrica, 0 per simmetria piana.

A seconda della simmetria che stiamo considerando il valore dimensionale di E sarà l'energia rilasciata in un punto per simmetria sferica o tridimensionale, l'energia per unità di lunghezza lungo una linea se consideriamo la simmetria piana o bidimensionale, l'energia per unità di superficie lungo una superficie piana se consideriamo la simmetria piana o monodimensionale. Se la quantità di energia rilasciata istantaneamente in un'esplosione è elevata allora l'aumento di pressione attraverso l'urto sarà grande, almeno per un piccolo periodo di tempo, fino a che la zona

dell'urto si sia diffusa ampiamente. La pressione ambiente sarà piccola in confronto a quella all'interno della zona d'urto, almeno per periodi di tempo piccoli. Per piccoli periodi di tempi la forma dell'onda d'urto sarà

$$R_0(t) = f_1(\gamma, \sigma) \left[\frac{Et^2}{\rho_\infty} \right]^{1/(3+\sigma)} \quad (6.10)$$

con $f_1(\gamma, \sigma)$ una funzione adimensionale della proprietà del gas γ e del fattore di simmetria σ da determinare risolvendo le equazioni che governano il moto. La pressione al centro dell'interno esplosione ha la forma

$$p_0(0, t) = f_2(\gamma, \sigma) \rho_\infty \left[\frac{E}{\rho_\infty t^{1+\sigma}} \right]^{2/(3+\sigma)} \quad (6.11)$$

nella quale $f_2(\gamma, \sigma)$ è un'altra funzione adimensionale di γ e σ . Si può facilmente porre la (6.11) come

$$p_0(0, t) = f_3(\gamma, \sigma) \rho_\infty \left(\frac{dR_0}{dt} \right)^2 \quad (6.12)$$

nella quale $f_3(\gamma, \sigma)$ vale

$$f_3(\gamma, \sigma) \equiv \frac{f_2(\gamma, \sigma)}{f_1^2(\gamma, \sigma)} \left(\frac{3+\sigma}{2} \right)^2 \quad (6.13)$$

La relazione (6.12) suggerisce la similarità della forma della pressione come quella ricavata dalla teoria ipersonica dei piccoli disturbi. Consideriamo E in termini di parametri aerodinamici, nel caso di simmetria cilindrica, e prendiamo un corpo aerodinamico lungo e sottile (*slender body*) di raggio R_N allineato lungo l'asse x e con il *nose* posto a $x=0$. Supponiamo che l'energia rilasciata per unità di lunghezza E sia generata dalla resistenza del *nose*.

Abbiamo quindi,

$$E = D = q_{\infty} C_D A_b \quad (6.14)$$

nella quale $q_{\infty} \equiv \rho_{\infty} V_{\infty}^2 / 2$ e $A_b \equiv \pi R_N^2$. Il coefficiente di resistenza C_D dipende dalla particolare forma del *nose* e tipicamente varia tra 1 e 2. Con tali considerazioni il raggio dell'onda d'urto vale

$$\frac{R_0(x)}{R_N} = f_1^*(\gamma, \sigma) C_D^{1/(3+\sigma)} \left[\frac{x}{R_N} \right]^{2/(3+\sigma)} \quad (6.15)$$

nella quale

$$f_1^*(\gamma, \sigma) \equiv f_1(\gamma, \sigma) \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\sigma/(3+\sigma)} \quad (6.16)$$

Ricavando l'espressione del coefficiente di resistenza in funzione delle grandezze introdotte precedentemente possiamo ottenere la forma dell'onda d'urto valida per qualsiasi tipo di simmetria

$$\frac{R_0(x)}{R_N} = \frac{1}{2} \left[\frac{(\sigma+3)^2 C_D}{I(0)} \right]^{1/(3+\sigma)} \left(\frac{x}{R_N} \right)^{2/(3+\sigma)} \quad (6.17)$$

nella quale l'integrale $I(0)$ è stato tabulato (Tab. 6.1) da Mirels (1959) in funzione del parametro $(1+\sigma)(\gamma^2-1)I(0)$.

Tabella 6.1 – Valore di $I(0)$

γ	$(\sigma+1)(\gamma^2-1)I$		
	$\sigma=0$	$\sigma=1$	$\sigma=2$
1.2	1.109	1.134	1.134
1.3	1.140	1.170	1.202
1.4	1.163	1.203	1.226
1.667	1.213	1.249	1.293

I dettagli della forma del *nose* non sono specificati, l'unica cosa nota è che esso genera una resistenza di coefficiente C_D . Si può notare da tale relazione che la forma dell'onda d'urto cresce come $(x/R_N)^{2/3}$ ed è proporzionale a $C_D^{1/3}$ per simmetria piana e come $(x/R_N)^{1/2}$ ed è proporzionale a $C_D^{1/4}$ per simmetria cilindrica.

L'approccio proposto per ricavare la forma della *blast wave* prende la soluzione di un problema non stazionario e tramite il principio di equivalenza lo si applica ad un problema aerodinamico quasi stazionario. Sebbene i risultati accordano molto bene quelli sperimentali restano ancora problemi di previsione al *nose* in quanto è mal descritto. Infatti nei pressi del *nose* (Fig. 6.3) le condizioni della teoria dei piccoli disturbi è violata e questo comporta l'aumento degli effetti dello strato di entropia ignorati nella *Blast Wave Theory*.

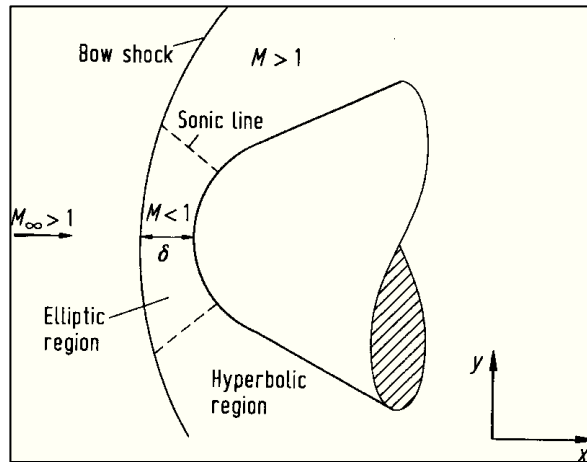


Figura 6.3 – Regione del *blunt nose*

Per quanto riguarda la distribuzione di pressione lungo il corpo abbiamo

$$\frac{p_b(x)}{p_\infty} = 0.121 M_\infty^2 \left(C_D \frac{d}{x} \right)^{2/3} + 0.56 \quad (6.18)$$

$$\frac{p_b(x)}{p_\infty} = 0.067 M_\infty^2 \sqrt{C_D} \frac{d}{x} + 0.44 \quad (6.19)$$

valide rispettivamente per simmetria piana (6.18) e cilindrica (6.19). L'andamento della pressione per simmetria piana cresce come $(d/x)^{2/3}$, ed è proporzionale a $(C_D)^{2/3}$ mentre

per simmetria cilindrica l'andamento della pressione cresce come (d/x) ed è proporzionale a $(C_D)^{1/2}$.

6.4 Coefficiente di scambio e flusso termico: formulazione di L. F. Crabtree

Il rateo di calore convettivo trasferito per unità di area verso e dalla superficie in una corrente con velocità u e densità ρ è dato da

$$\dot{q} = h (H_r - H_w) \quad (6.20)$$

nella quale $H = \int_0^T c_p dt$ è l'entalpia dell'aria, con c_p il calore specifico dell'aria a pressione costante e h il coefficiente di scambio termico. Il pedice w indica le condizioni alla parete (superficie del corpo) e il pedice r indica le condizioni di recupero alla parete. L'entalpia di recupero (entalpia per trasferimento nullo di calore) è data da

$$H_r = H_e + \frac{ru_e^2}{2J} \quad (6.21)$$

nella quale il pedice e si riferisce alle condizioni locali al bordo d'uscita dello strato limite, il pedice r è il fattore di recupero dell'entalpia e J è il calore meccanico equivalente. Per c_p costante possiamo scrivere

$$\frac{H_r}{H_e} = 1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \quad (6.22)$$

Eckert e Monaghan hanno dimostrato (*'Intermediate' Enthalpy Method*) che per un ampio intervallo di numeri di Mach e di temperature può essere ottenuta una buona approssimazione per il flusso termico considerando una lastra piana ideale sia per strato limite laminare che per strato limite turbolento se le proprietà fisiche dell'aria sono valutate ad una temperatura alla quale corrisponde un'entalpia media H^*

$$H^* = H_e + 0.5(H_w - H_e) + 0.22(H_r - H_e) \quad (6.23)$$

la quale può essere scritta in funzione del numero di Mach utilizzando la (6.22)

$$\frac{H^*}{H_e} = 1 + \left\{ 0.5 \frac{H_w - H_e}{H_r - H_e} \right\} r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \quad (6.24)$$

nella quale r per strato limite laminare vale $(Pr^*)^{1/2}$ che rappresenta la formula di Pohlhausen con il numero di Prandtl valutato alla temperatura T^* corrispondente a H^* , mentre per strato limite turbolento vale 0.89 ricavato da valori sperimentali, in alternativo si può utilizzare la formula semiempirica di Squire $(Pr^*)^{1/3}$. Per lastra piana con strato limite laminare il numero di Stanton per correnti incompressibili vale

$$St_i = 0.332 (Pr_e)^{-2/3} (Re_x)^{-1/2} \quad (6.25)$$

e per correnti comprimibili vale

$$St^* = 0.332 (Pr^*)^{-2/3} (Re_x^*)^{-1/2} \quad (6.26)$$

Per lastra piana con strato limite turbolento e per correnti incompressibili vale

$$St_i = 0.176 (\log_{10} Re_x)^{-2.45} \quad (6.27)$$

e per correnti comprimibili vale

$$St^* = 0.176 (\log_{10} Re_x^*)^{-2.45} \quad (6.28)$$

Noto il numero di Stanton si ricava il flusso termico utilizzando la

$$\dot{q}_w = h (H_e - H_w) \quad (6.29)$$

CAPITOLO SETTIMO

Prove Sperimentali

7.1 Prove di calibrazione della galleria e set-up

Nell'approccio all'utilizzo di una sonda in grafite in una corrente ad alta entalpia in regime sia supersonico che ipersonico per cercare di ricavare la concentrazione locale dell'ossigeno abbiamo iniziato a fare delle prove preliminari per capire quali potessero essere le problematiche che a priori non avevamo considerato. Le prime prove sono state fatte utilizzando una barra di grafite con un diametro di 3 mm e una lunghezza di 40 mm ma ci siamo subito avveduti che la lunghezza fosse troppo piccola per i nostri scopi in quanto le interazioni tra onda d'urto e supporto creavano troppi problemi e alteravano la prova. Quindi abbiamo deciso di utilizzare barre di grafite di lunghezza 100 mm con diametro fisso a 3 mm.

Scelta la lunghezza da utilizzare abbiamo cominciato a fare alcuni test con una durata molto breve per vedere inizialmente il comportamento qualitativo della sonda immersa in una corrente in regime supersonico o ipersonico ad alta entalpia ma la brevità della prova non ci dava nessuna informazione in quanto non avevamo raggiunto un tempo minimo per il quale sulla barra potesse avvenire una combustione tale da darci informazioni con le quali operare le nostre analisi di post-processing. Pertanto abbiamo aumentato il tempo di test. All'aumentare di tale tempo è sorto un ulteriore problema, il supporto ha cominciato a cedere in quanto non riusciva a reggere le elevate temperature che si generavano a valle del provino. Infatti, all'aumentare del tempo della durata del test e quindi all'aumentare del tempo di esposizione della sonda nella corrente la temperatura aumenta fino a raggiungere valori dell'ordine di 2000-2300 K, temperature alle quali il supporto non riusciva a restare integro. Quindi abbiamo utilizzato un sistema di protezione con materiali isolanti in modo da proteggere il supporto ed effettuare dei test con tempi di esposizioni alti tali da permetterci di avere una significativa combustione della sonda. A tale scopo abbiamo utilizzato un piccolo disco di materiale isolante posto alla base del supporto in modo tale da risultare poco ingombrante e tale da non alterare l'esito del test.

Dopo aver effettuato molte prove preliminari che ci hanno consentito di mettere a punto anche il set-up della *SPES* ci siamo concentrati nello studio della combustione della barra sottile di grafite posta nel centro della corrente. Tale scelta è stata fatta su presupposti logici in quanto il *core* della corrente risulta essere una zona ben nota in letteratura e ben supportata da teorie sviluppate in passato, pertanto la presenza di numerosi lavori e dati sperimentali potevano, e sono stati una guida iniziale ad una fenomenologia complessa quale quella affrontata.

Abbiamo effettuato i test utilizzando due diversi tipi di ugello, un ugello lungo (*long nozzle*) chiamato anche ugello *A* e un ugello corto (*short nozzle*) chiamato anche ugello *B*. Le caratteristiche geometriche di questi due ugelli sono riportati nel Capitolo III, e sostanzialmente operano a numeri di Mach differenti. Il *long nozzle* ha un rapporto di area $A/A^*=56.25$ e un numero di Mach nominale $M=6.08$, con il quale copriamo il regime di moto ipersonico, mentre lo *short nozzle* ha un rapporto di aree $A/A^*=4$ e un numero di Mach nominale $M=2.94$, con il quale copriamo il regime di moto supersonico.

7.1.1 Prove in regime supersonico

Le prove effettuate in corrente in regime supersonico sono state effettuate utilizzando lo *short nozzle*. Il riepilogo dei dati è riportato in Tab. 7.1.

Tabella 7.1 – Riepilogo test per regime supersonico

Test Name	P [kW]	$\dot{m}_{\text{gas_N2O2}}$ [kg/s]	P_t [Pa]	H_m [MJ/kg]	H_N [MJ/kg]	H_{cl_Pope} [MJ/kg]	H_{cl_Pope}/H_N	M	Re	$M(Re)^{-1/2}$	$M^2(Re)^{-1/2}$	$M^3(Re)^{-1/2}$	P_{02} [Pa]	q_{Zoby} [MW/m ²]	V_{Pope}
8B	11,25	0,0005	12285	13,15	12,30	18,34	1,49	2,77	3,19E+04	0,016	0,043	0,119	5468	5,25	1,508
8C	11,25	0,0005	12200	12,92	11,98	18,19	1,52	2,77	3,21E+04	0,015	0,043	0,118	5449	5,11	1,507
10B	16,45	0,0005	14246	19,08	17,46	25,90	1,48	2,89	2,99E+04	0,017	0,048	0,140	6020	7,83	1,545
10C	16,45	0,0005	14246	19,08	17,46	25,90	1,48	2,89	2,99E+04	0,017	0,048	0,140	6020	7,83	1,545
10D	16,45	0,0005	14246	19,08	17,46	25,90	1,48	2,89	2,99E+04	0,017	0,048	0,140	6020	7,83	1,545
11B	22,50	0,0005	16220	26,43	24,29	36,00	1,48	3,00	3,03E+04	0,017	0,052	0,155	6632	11,42	1,596
Super1	9,90	0,0005	10755	9,42	8,42	13,23	1,57	2,67	3,37E+04	0,015	0,039	0,104	5019	3,45	1,474
Super2	9,90	0,0005	10797	9,51	8,48	13,43	1,58	2,68	3,37E+04	0,015	0,039	0,104	5034	3,48	1,476
SuperCO2bis	21,60	0,0005	16112	26,00	24,49	34,09	1,39	2,99	2,90E+04	0,018	0,053	0,157	6553	11,45	1,583
Super1002	11,25	0,0005	11944	12,25	11,38	15,80	1,39	2,74	2,83E+04	0,016	0,045	0,123	5267	4,77	1,470
Super3002	10,75	0,0005	11627	11,45	10,79	17,37	1,61	2,74	3,67E+04	0,014	0,039	0,107	5371	4,57	1,522
Super5002	10,75	0,0005	11645	11,50	10,99	20,07	1,83	2,75	4,50E+04	0,013	0,036	0,098	5542	4,72	1,574

Con tali prove abbiamo ricavato il campo di operatività della *SPES* in condizioni di corrente in regime supersonico (Figura 7.1)

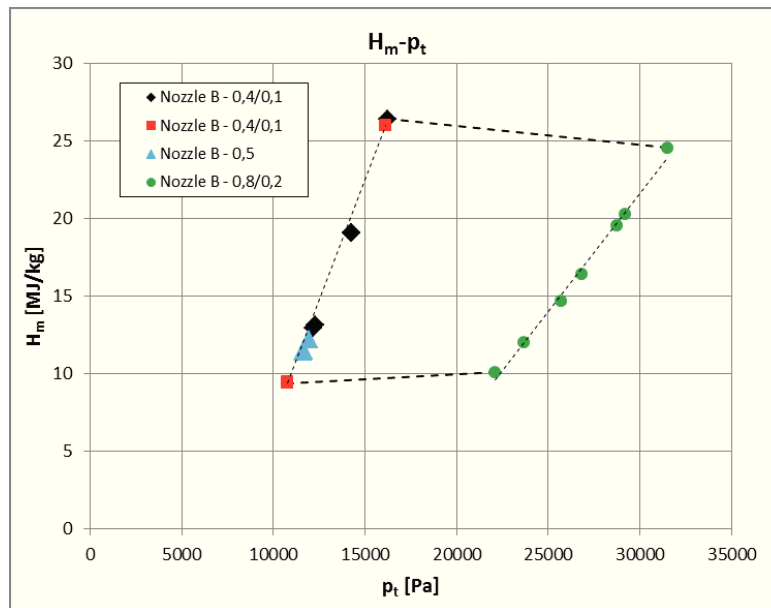


Figura 7.1 – Campo operativo dello *short nozzle*

Abbiamo riportato l'andamento di γ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello (Fig. 7.2), nella quale si vede che la variazione è contenuta tra 1.45 e 1.60, confermando che l'espansione è isentropica se consideriamo anche l'elevato rendimento dell'ugello.

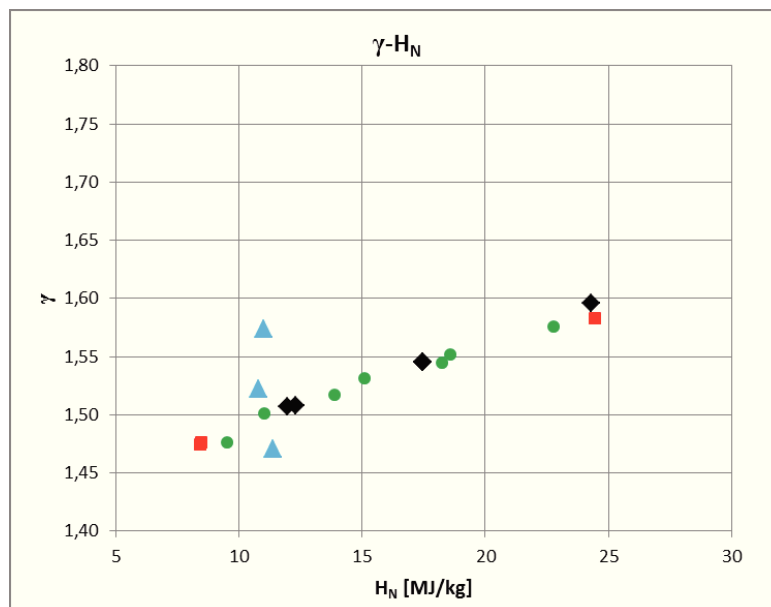


Figura 7.2 – Andamento di γ per lo *short nozzle*

Abbiamo riportato l'andamento dell'entalpia sulla *centerline* valutata con la teoria di Pope verificando quel valore di 1.41 del rapporto tra l'entalpia sulla *centerline* H_{cl} e

l'entalpia all'uscita dell'ugello H_N riportato da Park (Fig. 7.3). Infatti il valore trovato è 1.38, valore molto prossimo a quello ricavato da Park.

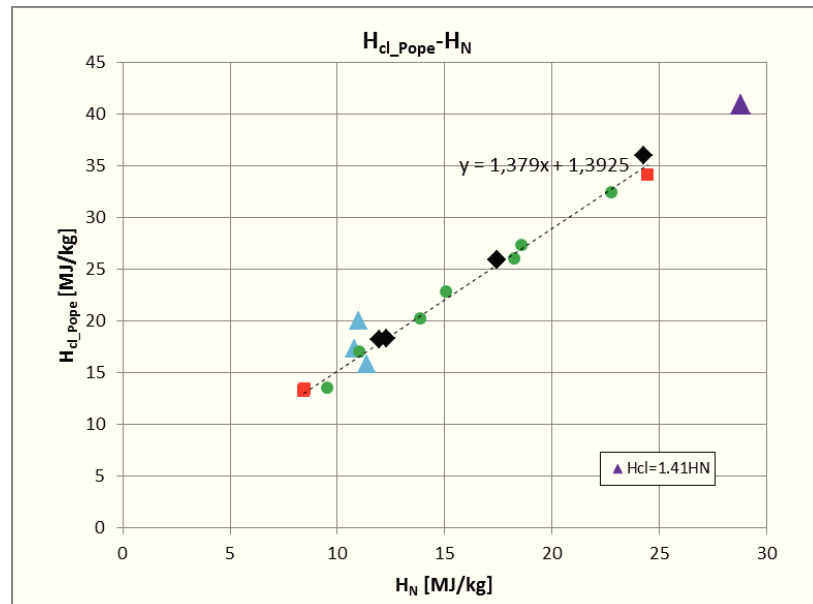


Figura 7.3 – Andamento di H_{cl} in funzione di H_N per lo *short nozzle*

Abbiamo riportato alcuni parametri importanti di una galleria ad arco, come l'andamento del numero di Mach in funzione del numero di Reynolds (Fig. 7.4).

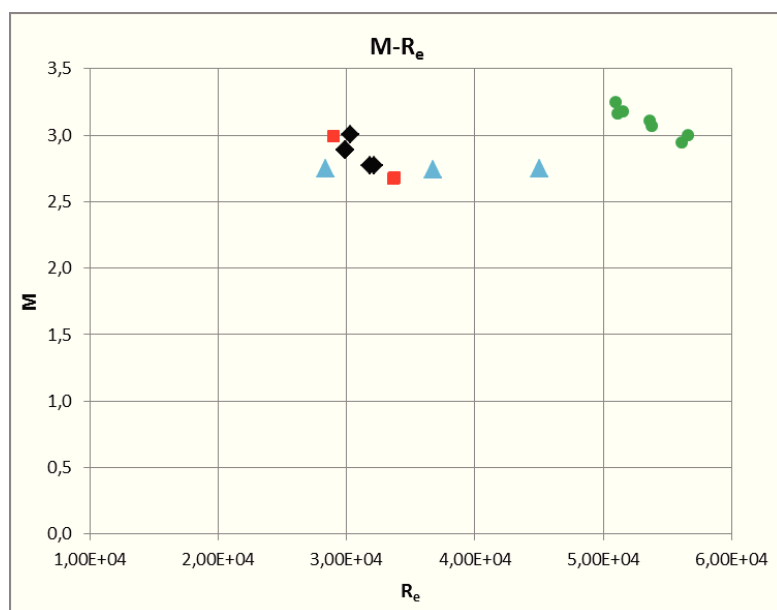


Figura 7.4 – Andamento di M in funzione di Re per lo *short nozzle*

L'andamento di $MRe^{-1/2}$ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello, rappresentativo del numero di Knudsen (Fig. 7.5).

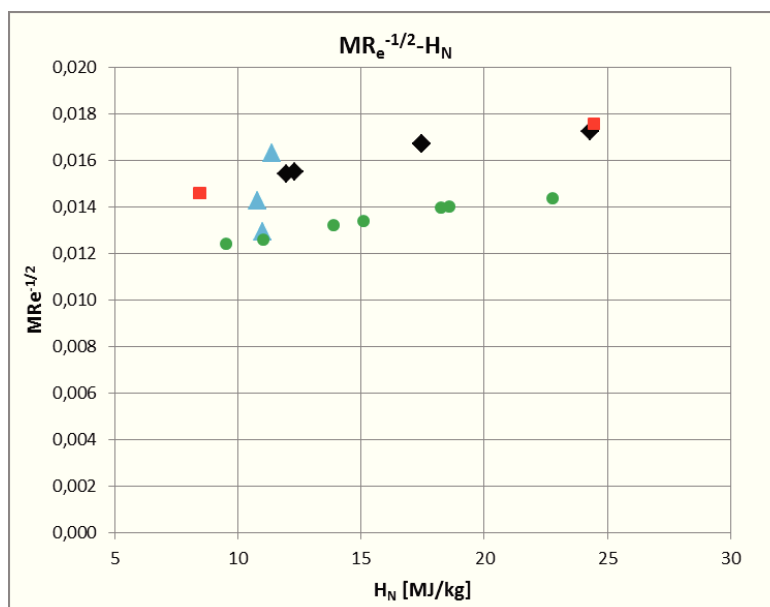


Figura 7.5 – Andamento di $MRe^{-1/2}$ in funzione di H_N per lo *short nozzle*

L'andamento di $M^2Re^{-1/2}$ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello, rappresentativo dello spessore di strato limite (Fig. 7.6).

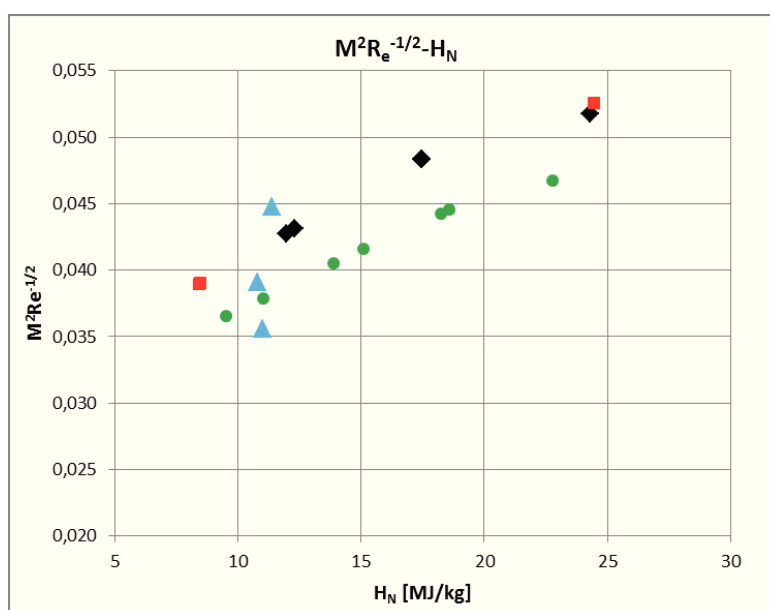


Figura 7.6 – Andamento di $M^2Re^{-1/2}$ in funzione di H_N per lo *short nozzle*

L'andamento di $M^3 Re^{-1/2}$ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello, rappresentativo del parametro di iterazione viscosa (Fig. 7.7).

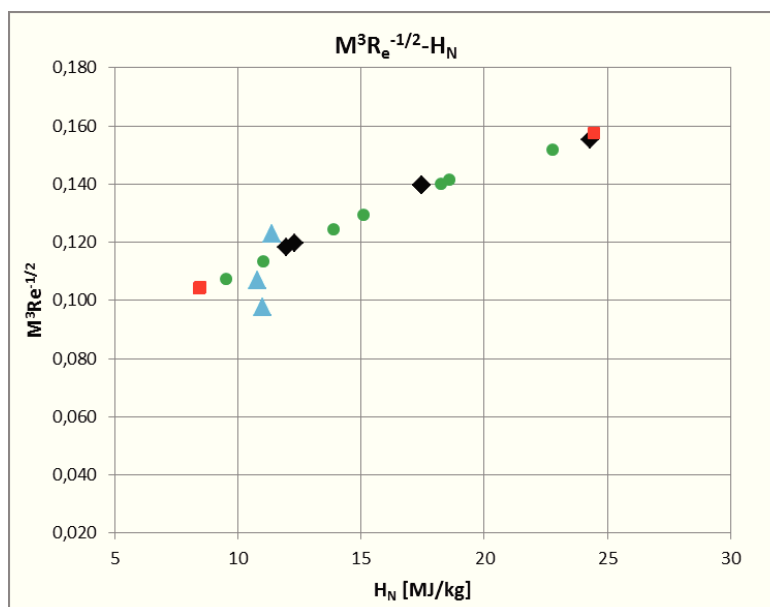


Figura 7.7 – Andamento di $M^3 Re^{-1/2}$ in funzione di H_N per lo *short nozzle*

Abbiamo riportato infine l'andamento del flusso termico in funzione della pressione di impatto (Fig. 7.8).

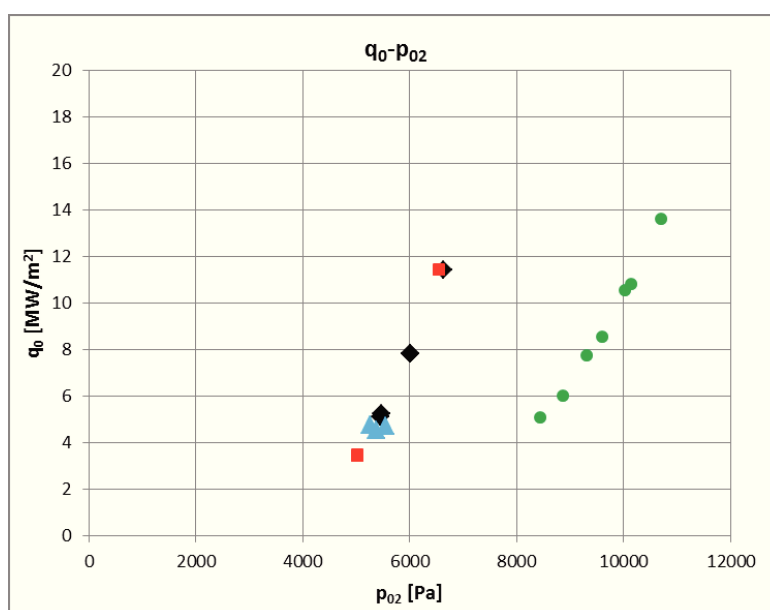


Figura 7.8 – Andamento del flusso termico in funzione della pressione di impatto per lo *short nozzle*

Abbiamo ricavato la composizione della corrente prima che investa la sonda come descritto dalla teoria di Pope (Tab. 7.2) nel Capitolo VI e abbiamo diagrammato i risultati (Fig. 7.9-7.12).

Tabella 7.2 – Composizione chimica della corrente dei test effettuati con lo *short nozzle*

Test Name	α_{N_2}	α_N	α_{O_2}	α_O	α_{Tot}
8B	0,6282	0,1718	0,0112	0,1888	0,3606
8C	0,6282	0,1718	0,0122	0,1878	0,3596
10B	0,4993	0,3007	0,0024	0,1976	0,4982
10C	0,4993	0,3007	0,0024	0,1976	0,4982
10D	0,4993	0,3007	0,0024	0,1976	0,4982
11B	0,3011	0,4989	0,0010	0,1990	0,6979
Super1	0,6972	0,1028	0,0607	0,1393	0,2421
Super2	0,6936	0,1064	0,0581	0,1419	0,2483
SuperCO2bis	0,3550	0,4450	0,0010	0,1990	0,6439
Super1002	0,7617	0,1383	0,0080	0,0920	0,2303
Super3002	0,5520	0,1480	0,0341	0,2659	0,4138
Super5002	0,3341	0,1659	0,0557	0,4443	0,6102

Per queste prove abbiamo utilizzato il software *FLUENT* per avere un confronto di tipo *CFD* (Tab. 7.3).

Tabella 7.3 – Composizione chimica della corrente al variare di H_N calcolata con *FLUENT*

H_N [MJ/kg]	α_{N_2}	α_N	α_{O_2}	α_O
6	0,7600	0,0300	0,1230	0,0800
11	0,6730	0,1230	0,0540	0,1460
16	0,5750	0,2190	0,0260	0,1760
22,8	0,4460	0,3630	0,0001	0,1900

Come si può notare dal confronto dei dati riportati nelle Tab. 7.2 e Tab. 7.3, i dati ricavati per via teorico-sperimentale sono in buono accordo con quelli calcolati tramite *FLUENT*, e questa analisi è facilmente riscontrabile guardando i grafici di ogni specie chimica in gioco, ovvero l'azoto molecolare N_2 e l'azoto atomico N , l'ossigeno molecolare O_2 e l'ossigeno atomico O .

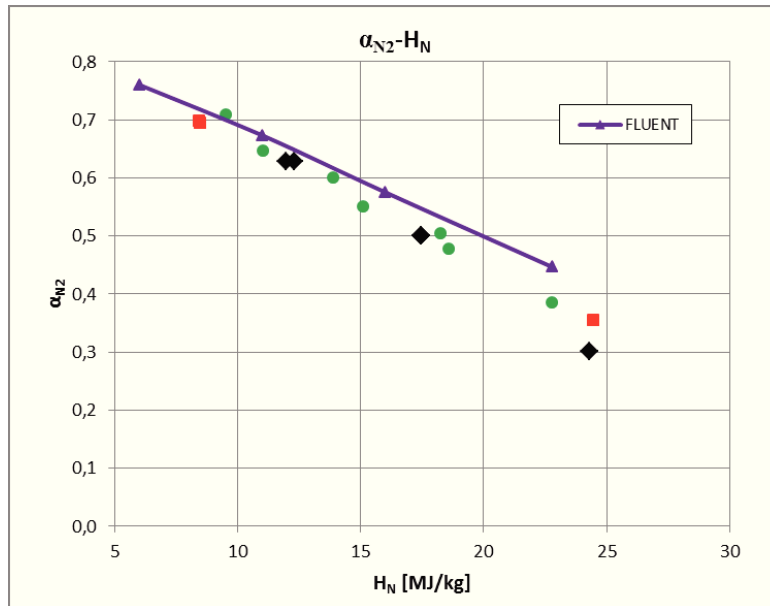


Figura 7.9 – Andamento dell'azoto molecolare in funzione di H_N per lo *short nozzle*

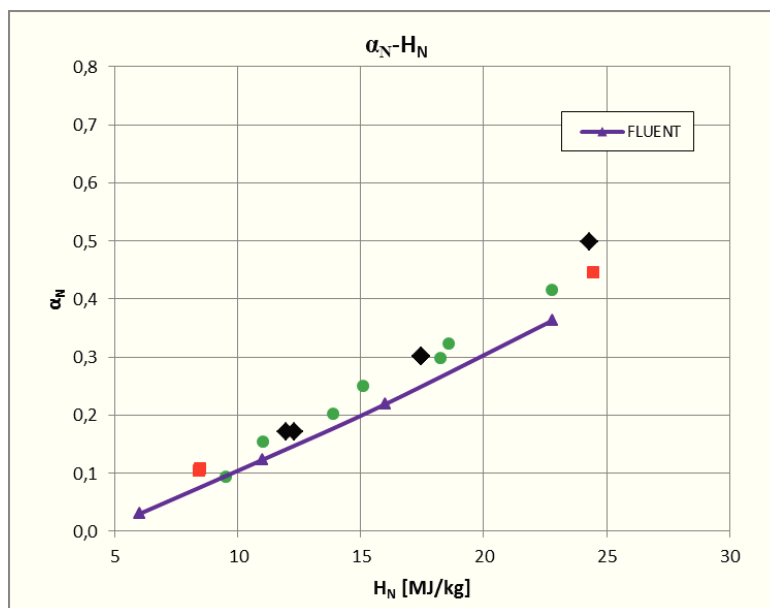


Figura 7.10 – Andamento dell'azoto atomico in funzione di H_N per lo *short nozzle*

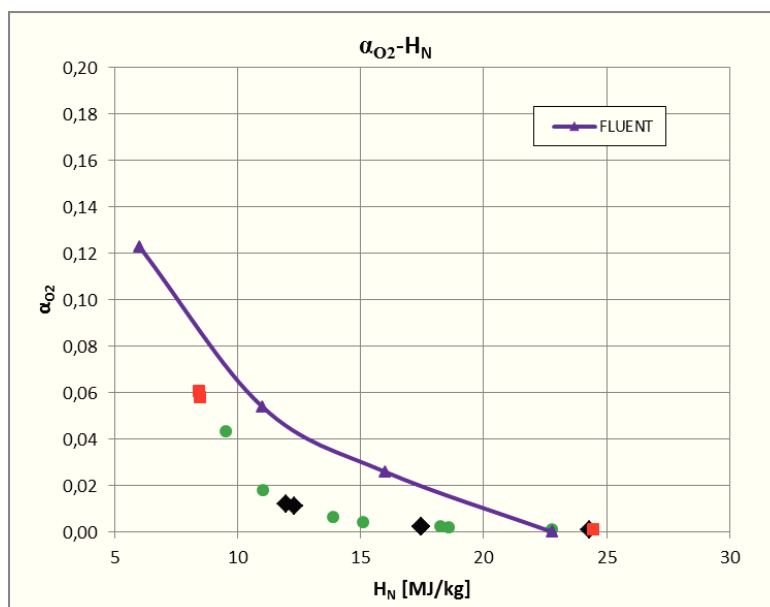


Figura 7.11 – Andamento dell'ossigeno molecolare in funzione di H_N per lo *short nozzle*

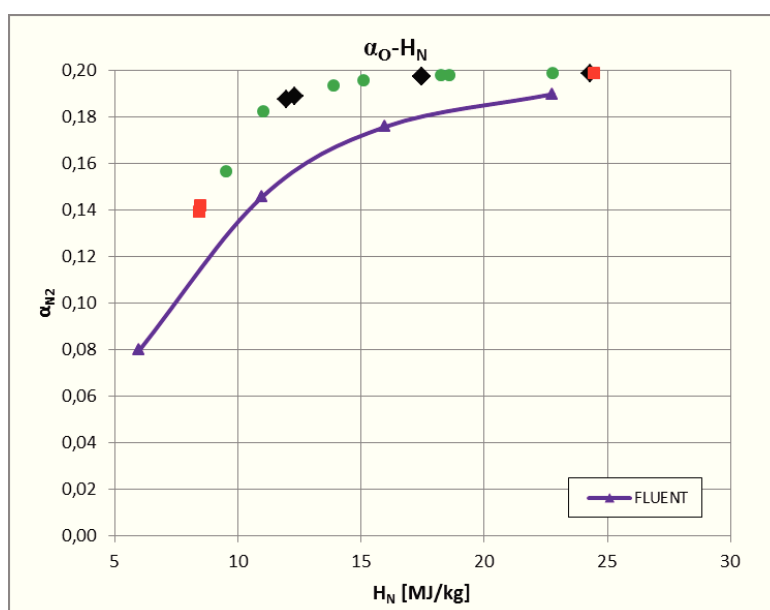


Figura 7.12 – Andamento dell'ossigeno atomico in funzione di H_N per lo *short nozzle*

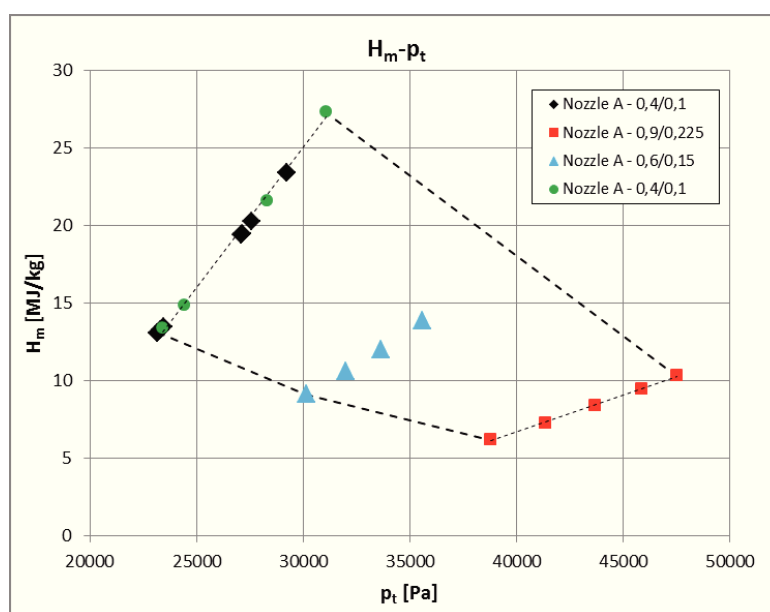
7.2.2 Prove in regime ipersonico

Le prove effettuate in corrente in regime ipersonico sono state effettuate utilizzando il *long nozzle*. Il riepilogo dei dati è riportato in Tab 7.4.

Tabella 7.4 – Parametri termofluidodinamici dei test effettuati con il *long nozzle*

Test Name	P [kW]	$\dot{m}_{\text{gas_N2O2}}$ [kg/s]	p_t [Pa]	H_m [MJ/kg]	H_N [MJ/kg]	H_{d_Pope} [MJ/kg]	H_{d_Pope}/H_N	M	Re	$M(\text{Re})^{-1/2}$	$M^2(\text{Re})^{-1/2}$	$M^3(\text{Re})^{-1/2}$	P_{02} [Pa]	q_{Zoby} [MW/m ²]	V_{Pope}
4B	18,00	0,000500	27108	19,39	18,15	25,81	1,42	5,50	1,68E+04	0,042	0,233	1,282	2117	4,82	1,54
4C	18,00	0,000500	27150	19,47	18,19	25,92	1,42	5,50	1,68E+04	0,042	0,233	1,283	2120	4,84	1,54
4D	18,00	0,000500	27606	20,30	19,19	26,59	1,39	5,53	1,66E+04	0,043	0,237	1,310	2140	5,13	1,55
5B	11,75	0,000500	23309	13,27	12,26	18,74	1,53	5,24	1,76E+04	0,039	0,207	1,085	1896	3,08	1,51
5C	11,75	0,000500	23191	13,10	12,09	18,52	1,53	5,23	1,76E+04	0,039	0,206	1,079	1889	3,03	1,51
5D	11,75	0,000500	23191	13,10	12,09	18,52	1,53	5,23	1,76E+04	0,039	0,206	1,079	1889	3,03	1,51
6B	11,96	0,000500	23442	13,46	12,35	19,12	1,55	5,26	1,77E+04	0,039	0,207	1,090	1908	3,12	1,51
3B	20,00	0,000500	29237	23,45	21,16	31,86	1,51	5,68	1,81E+04	0,042	0,240	1,365	2296	5,86	1,58
3C	20,00	0,000500	29237	23,45	21,16	31,86	1,51	5,68	1,81E+04	0,042	0,240	1,365	2296	5,86	1,58
CEAS1	8,80	0,001125	38771	6,21	5,94	6,94	1,17	4,91	3,08E+04	0,028	0,137	0,675	1208	1,19	1,42
CEAS2	11,25	0,001125	41344	7,30	6,91	8,69	1,26	4,84	3,39E+04	0,026	0,127	0,617	1246	1,41	1,43
CEAS3	13,80	0,001125	43696	8,39	7,78	10,78	1,39	5,05	3,37E+04	0,028	0,139	0,702	1505	1,74	1,45
CEAS4	16,45	0,001125	45874	9,48	8,71	12,86	1,48	5,11	3,63E+04	0,027	0,137	0,699	1694	2,07	1,47
CEAS5	19,20	0,001125	47501	10,35	9,32	14,66	1,57	5,26	3,66E+04	0,027	0,144	0,759	2072	2,45	1,49
CEAS6	10,50	0,000750	30152	9,15	8,41	12,26	1,46	4,71	2,88E+04	0,028	0,131	0,614	1318	1,76	1,47
CEAS7	12,90	0,000750	31976	10,60	9,69	14,87	1,53	4,86	2,92E+04	0,028	0,138	0,671	1614	2,25	1,49
CEAS8	15,40	0,000750	33633	12,04	10,88	17,32	1,59	4,98	2,95E+04	0,029	0,145	0,720	1880	2,73	1,50
CEAS9	18,00	0,000750	35595	13,88	12,51	20,00	1,60	5,10	2,92E+04	0,030	0,152	0,776	2164	3,36	1,52
graf05250	11,50	0,000500	23395	13,39	12,58	18,60	1,48	5,24	1,73E+04	0,040	0,209	1,093	1894	3,16	1,51
graf05300	13,50	0,000500	24407	14,90	13,75	21,03	1,53	5,33	1,77E+04	0,040	0,213	1,137	1969	3,52	1,52
graf05400	18,80	0,000500	28304	21,61	20,26	28,37	1,40	5,58	1,68E+04	0,043	0,240	1,341	2193	5,48	1,55
graf05500	24,00	0,000500	31072	27,32	25,30	37,60	1,49	5,85	1,96E+04	0,042	0,245	1,432	2465	7,26	1,60

Con tali prove abbiamo ricavato il campo di operatività della SPES in condizioni di corrente in regime ipersonico (Figura 7.13)

Figura 7.13 – Campo operativo del *long nozzle*

Abbiamo riportato l'andamento di γ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello (Fig. 7.14), nella quale si vede che la variazione è contenuta tra 1.40 e 1.60, confermando che l'espansione è isentropica se consideriamo l'elevato rendimento dell'ugello.

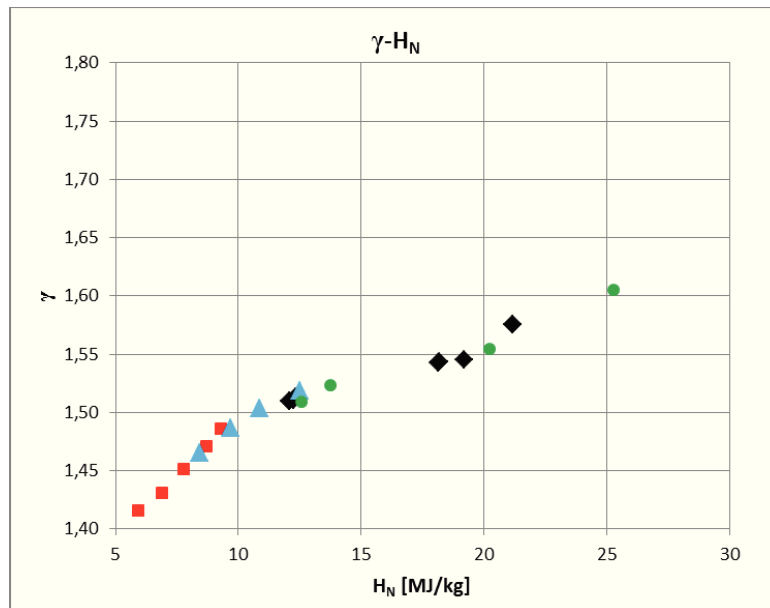


Figura 7.14 – Andamento di γ per il *long nozzle*

Abbiamo riportato l'andamento dell'entalpia sulla *centerline* valutata con la teoria di Pope verificando quel valore di 1,41 del rapporto tra l'entalpia sulla *centerline* H_{cl} e l'entalpia all'uscita dell'ugello H_N riportato da Park (Fig. 7.15). Infatti il valore trovato è 1,45, valore molto prossimo a quello di Park.

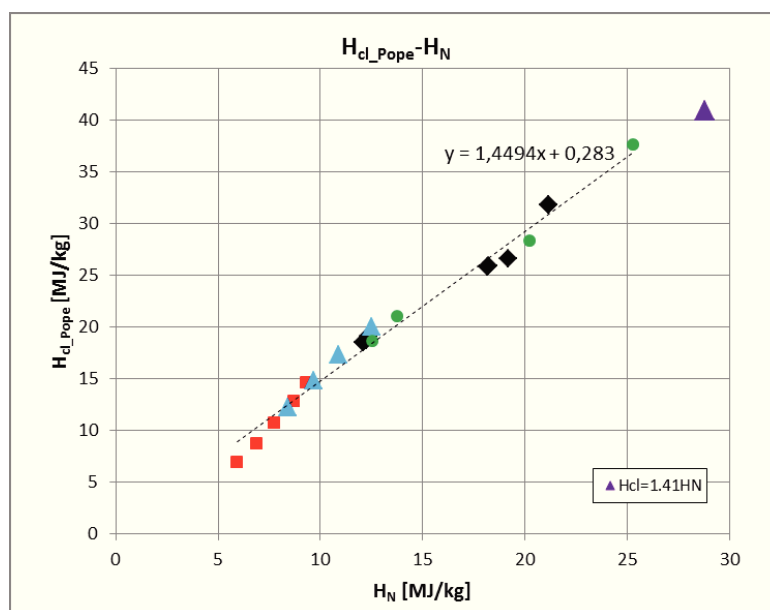


Figura 7.15 – Andamento di H_{cl} in funzione di H_N per il *long nozzle*

Abbiamo riportato alcuni parametri importanti di una galleria ad arco, come l'andamento del numero di Mach in funzione del numero di Reynolds (Fig. 7.16).

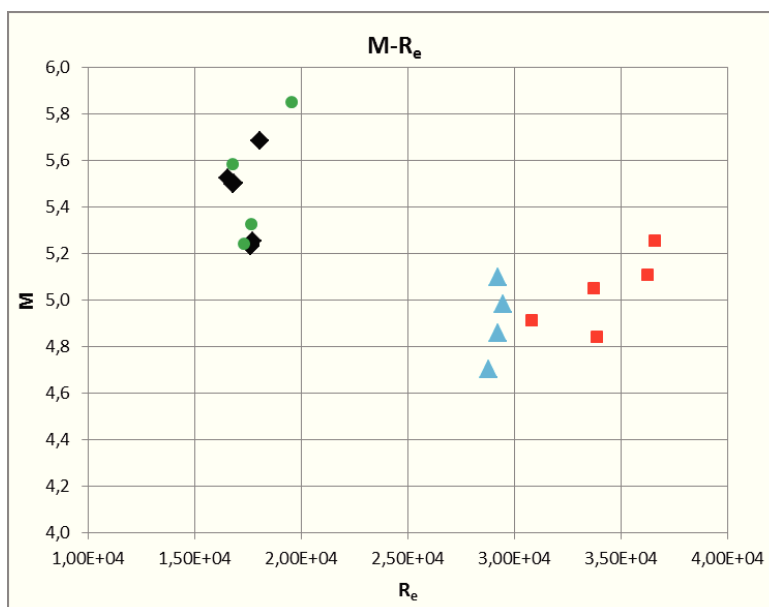


Figura 7.16 – Andamento di M in funzione di Re per il *long nozzle*

L'andamento di $MRe^{-1/2}$ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello, rappresentativo del numero di Knudsen (Fig. 7.17).

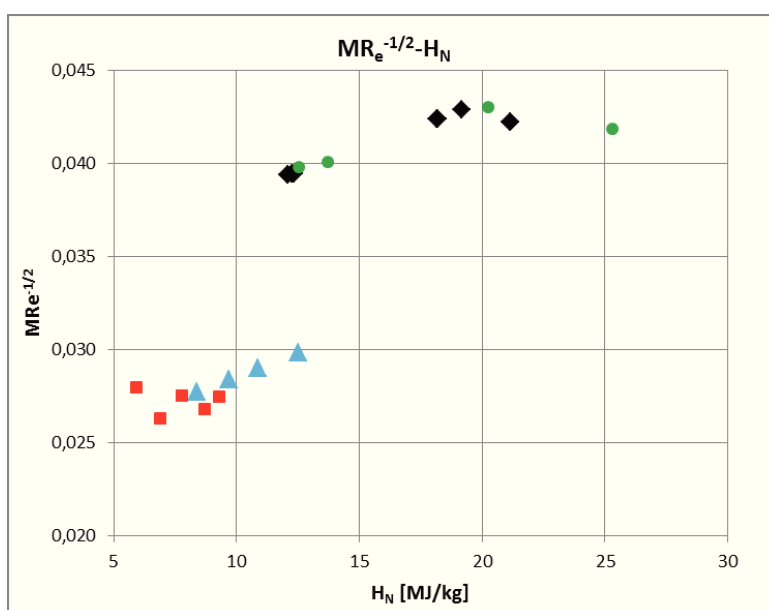


Figura 7.17 – Andamento di $MRe^{-1/2}$ in funzione di H_N per il *long nozzle*

L'andamento di $M^2 Re^{-1/2}$ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello, rappresentativo dello spessore di strato limite (Fig. 7.18).

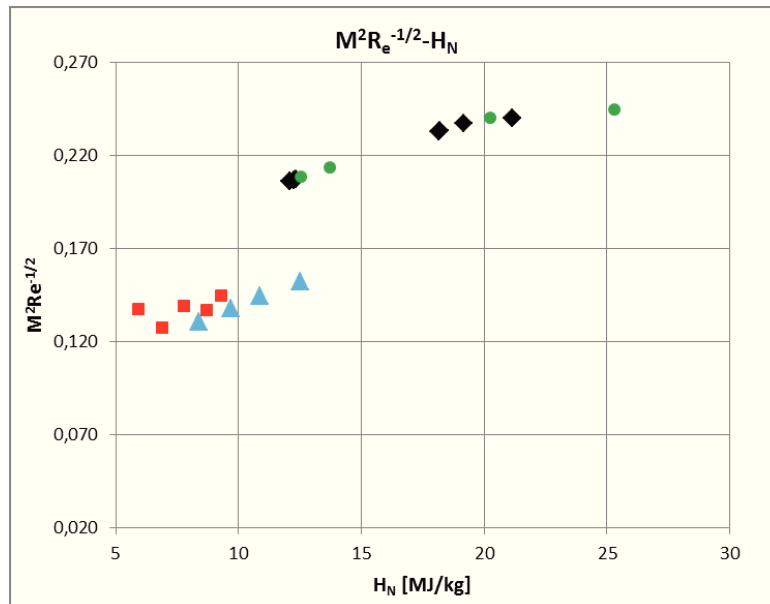


Figura 7.18 – Andamento di $M^2 Re^{-1/2}$ in funzione di H_N per il *long nozzle*

L'andamento di $M^3 Re^{-1/2}$ in funzione dell'entalpia all'uscita dell'ugello, rappresentativo del parametro di iterazione viscosa (Fig. 7.19).

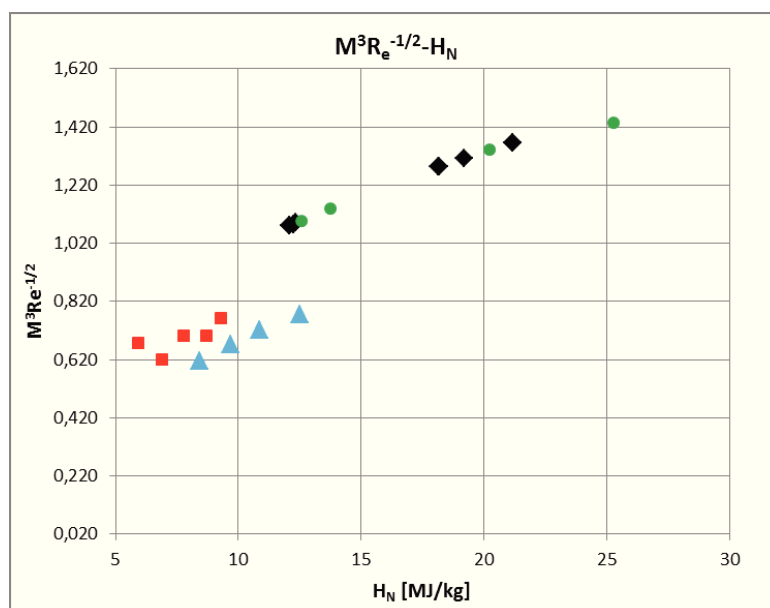


Figura 7.19 – Andamento di $M^3 Re^{-1/2}$ in funzione di H_N per il *long nozzle*

Abbiamo riportato infine l'andamento del flusso termico in funzione della pressione di impatto (Fig. 7.20).

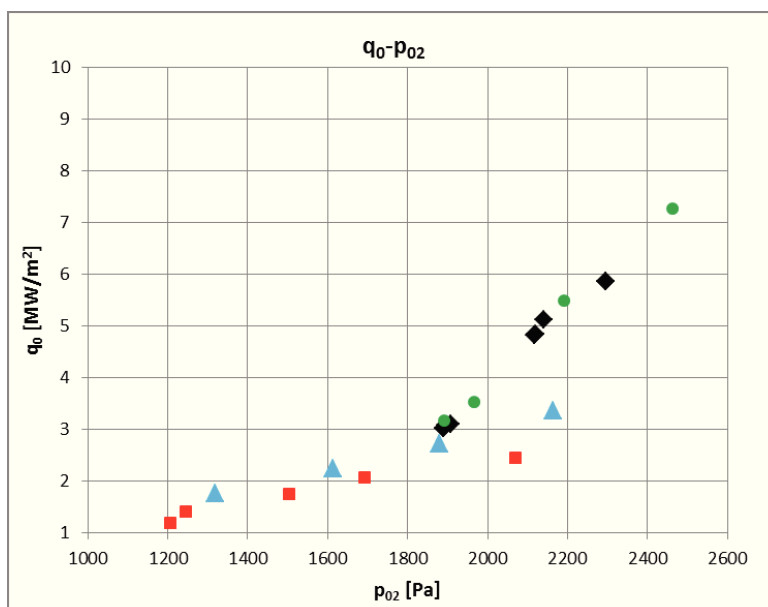


Figura 7.20 – Andamento del flusso termico in funzione della pressione di impatto per il *long nozzle*

Abbiamo ricavato la composizione della corrente prima che investa la sonda come descritto dalla teoria di Pope (Tab. 7.5).

Tabella 7.5 – Composizione chimica della corrente dei test effettuati con il *long nozzle*

Test Name	α_{N_2}	α_N	α_{O_2}	α_O	α_{Tot}
4B	0,5077	0,2923	0,0023	0,1977	0,4900
4C	0,5055	0,2945	0,0023	0,1977	0,4922
4D	0,4988	0,3012	0,0020	0,1980	0,4992
5B	0,6181	0,1819	0,0107	0,1893	0,3712
5C	0,6214	0,1786	0,0114	0,1886	0,3672
5D	0,6214	0,1786	0,0114	0,1886	0,3672
6B	0,6097	0,1903	0,0100	0,1900	0,3803
3B	0,3842	0,4158	0,0013	0,1987	0,6144
3C	0,3842	0,4158	0,0013	0,1987	0,6144
CEAS1	0,7818	0,0182	0,1707	0,0293	0,0475
CEAS2	0,7658	0,0342	0,1373	0,0627	0,0970
CEAS3	0,7399	0,0601	0,0956	0,1044	0,1645
CEAS4	0,7111	0,0889	0,0589	0,1411	0,2300
CEAS5	0,6794	0,1206	0,0386	0,1614	0,2821
CEAS6	0,7193	0,0807	0,0689	0,1311	0,2118
CEAS7	0,6797	0,1203	0,0341	0,1659	0,2862
CEAS8	0,6366	0,1634	0,0175	0,1825	0,3458
CEAS9	0,5902	0,2098	0,0086	0,1914	0,4012
graf05250	0,6248	0,1752	0,0102	0,1898	0,3650
graf05300	0,5775	0,2225	0,0062	0,1938	0,4163
graf05400	0,4646	0,3354	0,0017	0,1983	0,5337
graf05500	0,2646	0,5354	0,0009	0,1991	0,7345

Abbiamo diagrammato i risultati (Fig. 7.21-7.24) riportati nella Tab. 7.5.

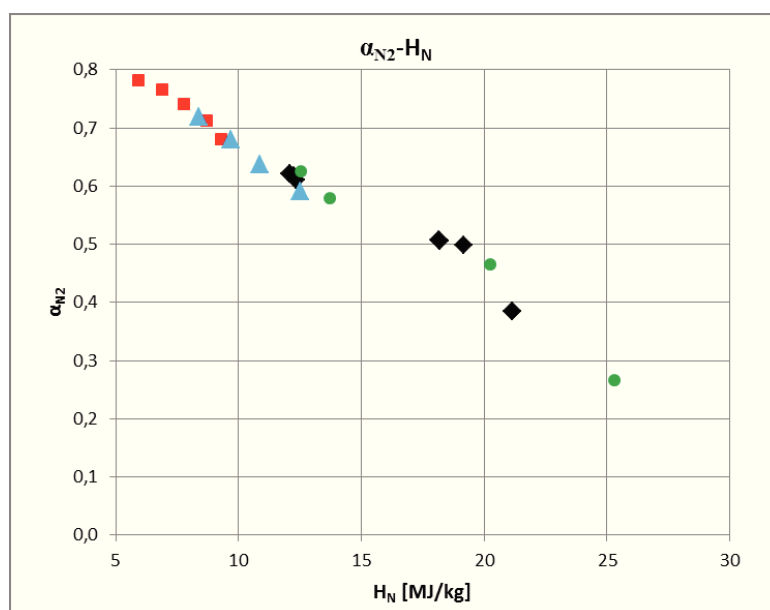


Figura 7.21 – Andamento dell'azoto molecolare in funzione di H_N per il *long nozzle*

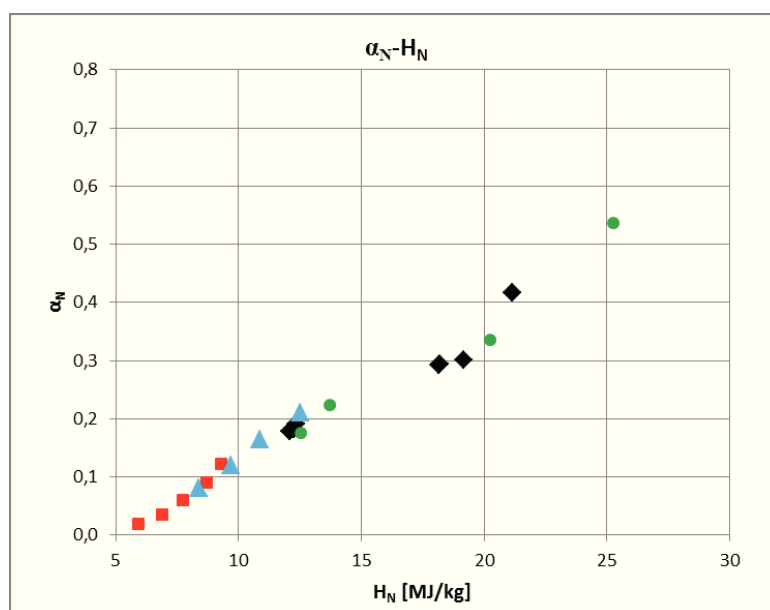


Figura 7.22 – Andamento dell'azoto atomico in funzione di H_N per il *long nozzle*

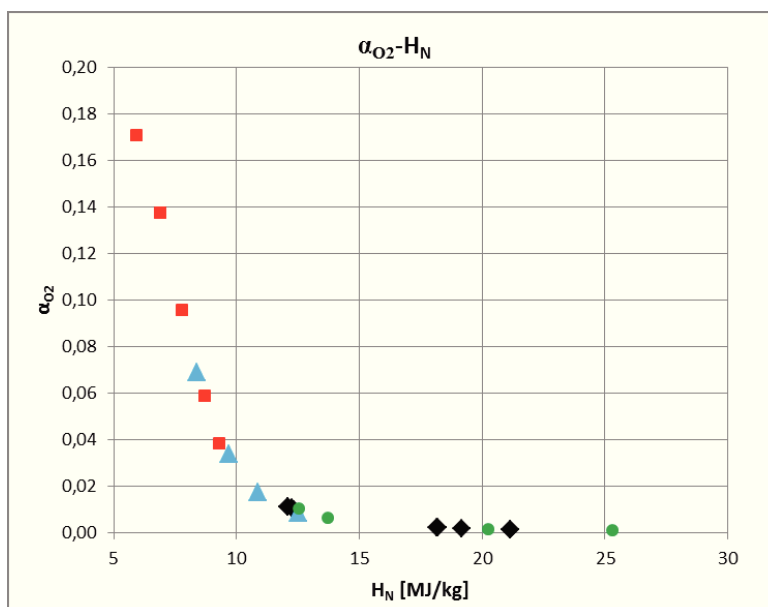


Figura 7.23 – Andamento dell'ossigeno molecolare in funzione di H_N per il long nozzle

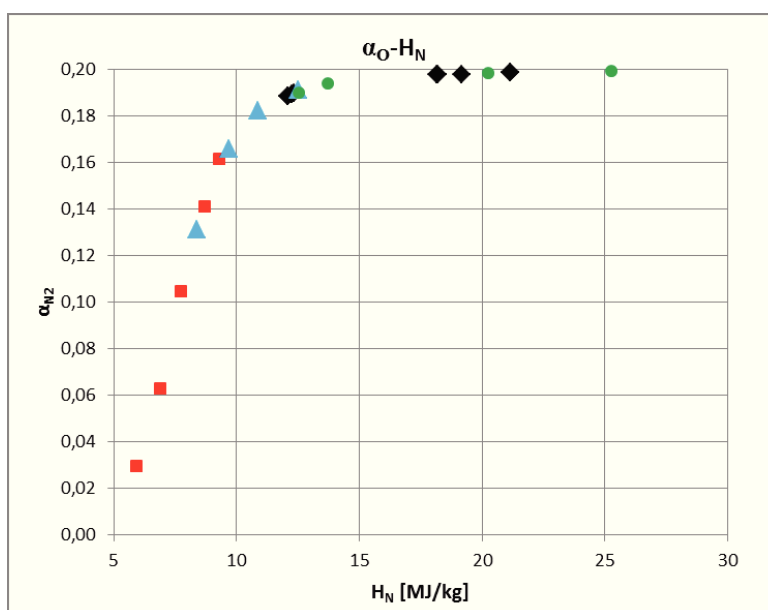


Figura 7.24 – Andamento dell'ossigeno atomico in funzione di H_N per il long nozzle

7.2 Prove preliminari

Dopo aver effettuato la calibrazione della galleria abbiamo verificato la corretta simulazione della *SPES* dell'aria reale con la miscela azoto-ossigeno tramite l'uso di una sonda in grafite (Fig. 7.25).



Figura 7.25 – Provino pre-test e post-test per lo *short nozzle*

L'andamento del profilo di una barra sottile di grafite dopo aver raggiunto una forma a punta (Fig. 7.26) resta inalterato e la barra recede soltanto con una velocità costante (Capitolo I). Dall'analisi del filmato termografico della prova si ricava una velocità di recessione della barra di grafite pari a $V=0.27 \text{ mm/s}$ con la quale si calcola la y_w .

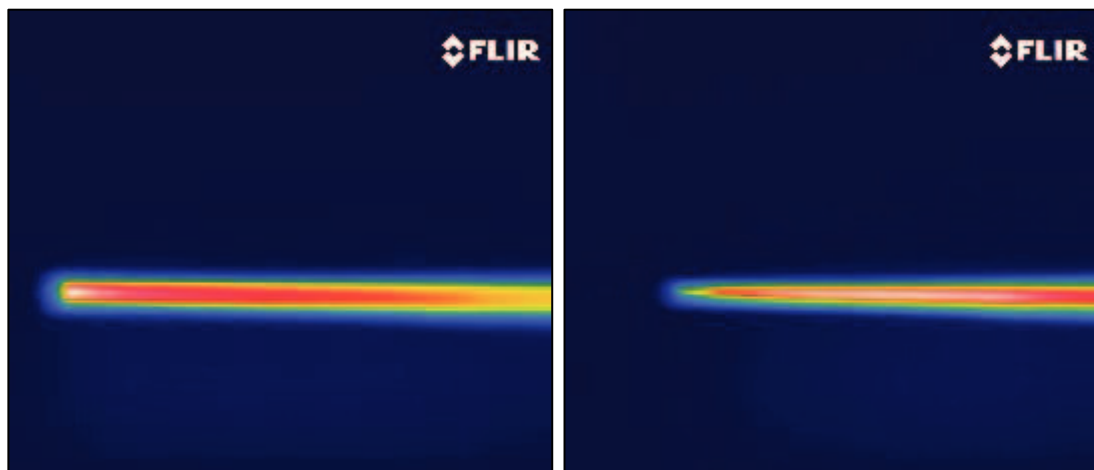


Figura 7.26 – Fotogrammi del provino con termocamera Phoenix durante il test per lo *short nozzle*

L'andamento sperimentale del profilo della barra sottile di grafite segue un andamento proporzionale a $x^{0.6}$ (Fig. 7.27), valore molto prossimo a quello ricavato teoricamente da G. W. Sutton per aria reale.

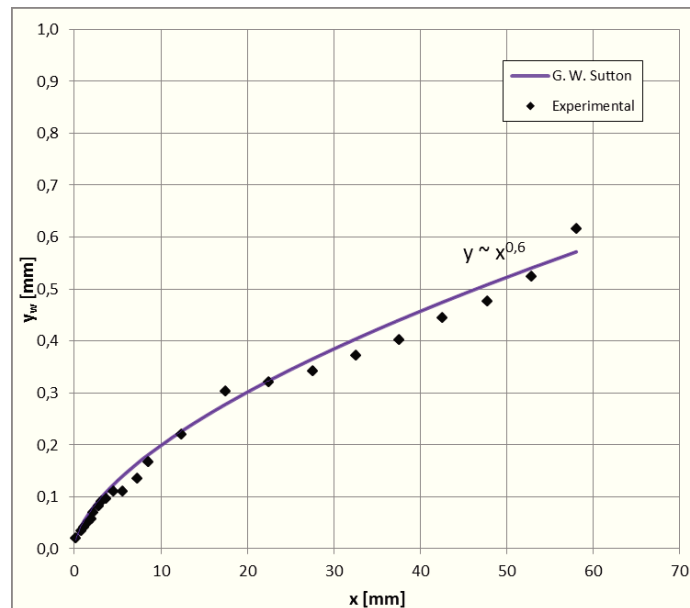


Figura 7.27 – Confronto tra l'andamento sperimentale e teorico del profilo della barra di grafite per lo *short nozzle*

Abbiamo ricavato sperimentalmente l'andamento del profilo dell'onda d'urto utilizzando una foto presa durante l'inizio della prova (Fig. 7.28) e lo abbiamo confrontato con i risultati che vengono dalla *Blast Wave Theory* di A. Sakurai (Capitolo VI).

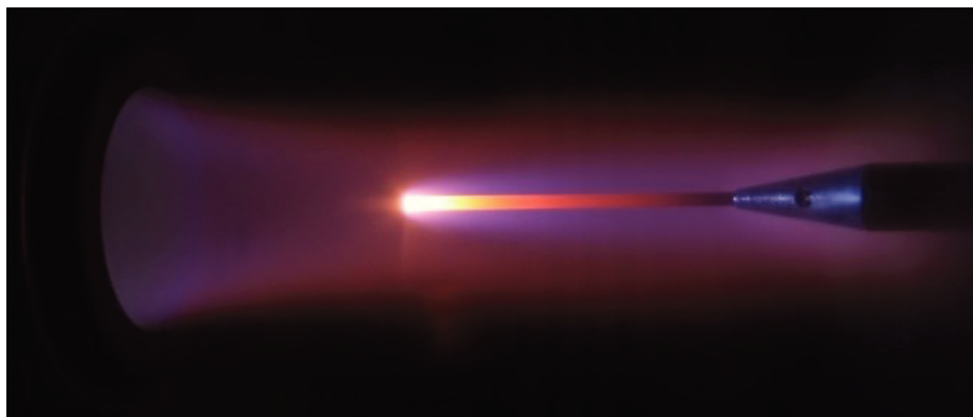


Figura 7.28 – Immagine per il confronto tra l'andamento sperimentale e teorico del profilo della barra di grafite per lo *short nozzle*

I risultati sperimentali (Fig. 7.29) accordano bene quelli teorici.

Con i software *FLUENT* e *DSMC* abbiamo valutato il profilo di pressione (Fig. 7.30) lungo il corpo della barra di grafite e i valori accordano bene quelli della *Blast Wave*

Theory. Come si può notare, la teoria di A. Sakurai non restituisce buoni valori per la zona del *nose* per i motivi già detti nel Capitolo VI.

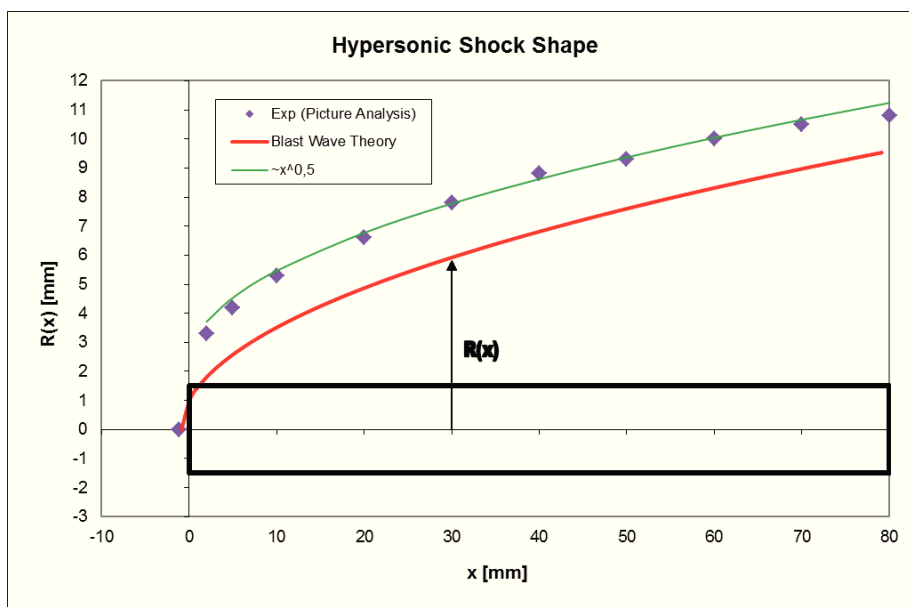


Figura 7.29 – Confronto tra l'andamento sperimentale e teorico del profilo dell'onda d'urto per il *long nozzle*

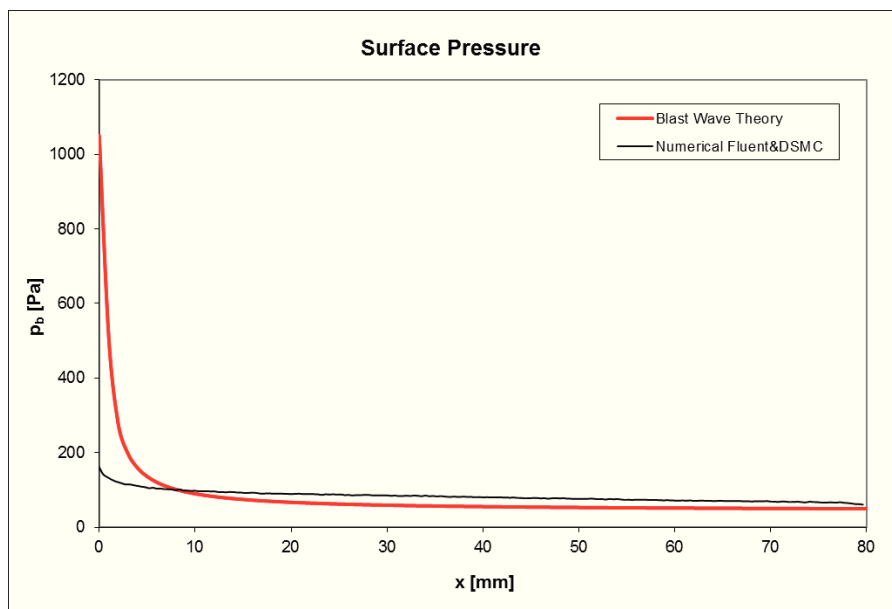


Figura 7.30 – Confronto tra l'andamento sperimentale e teorico del profilo di pressione per il *long nozzle*

7.3 Prove con sonda di grafite sull'asse di simmetria della corrente

Dopo aver effettuato il set-up della galleria e la calibrazione della stessa abbiamo ricavato le informazioni locali della corrente tramite l'uso di una sonda in grafite posta sull'asse di simmetria della corrente. Come già precedentemente detto, questa scelta è stata fatta per l'ampia documentazione presente in letteratura. Abbiamo misurato le variazioni di lunghezza e massa del provino e tramite le formule approssimate di Miller&Sutton e di A. Makino abbiamo valutato il rateo di combustione in modo da cercare di ottenere la concentrazione dell'ossigeno locale.

7.3.1 Prove in regime supersonico

Per le prove in regime supersonico abbiamo valutato la variazione di massa nel tempo delle sonde (Fig. 7.31). Si osserva, come si poteva intuire, che all'aumentare della durata della prova, ovvero il tempo di permanenza della sonda nella corrente, si ha una maggiore variazione di massa.

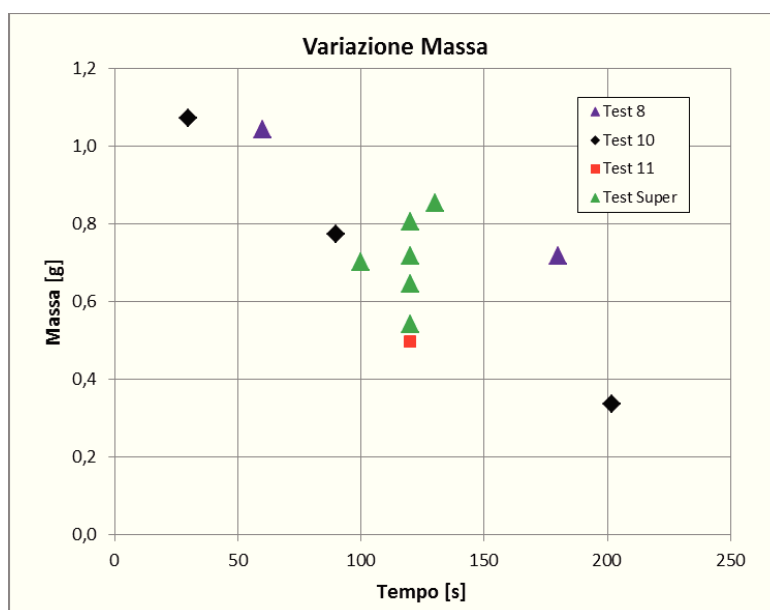


Figura 7.31 – Variazione di massa delle sonde al variare del tempo per lo *short nozzle*

Abbiamo valutato anche la variazione di lunghezza delle sonde al variare del tempo (Fig. 7.32), e si è visto che all'aumentare durata della prova si ha una maggiore variazione di lunghezza.

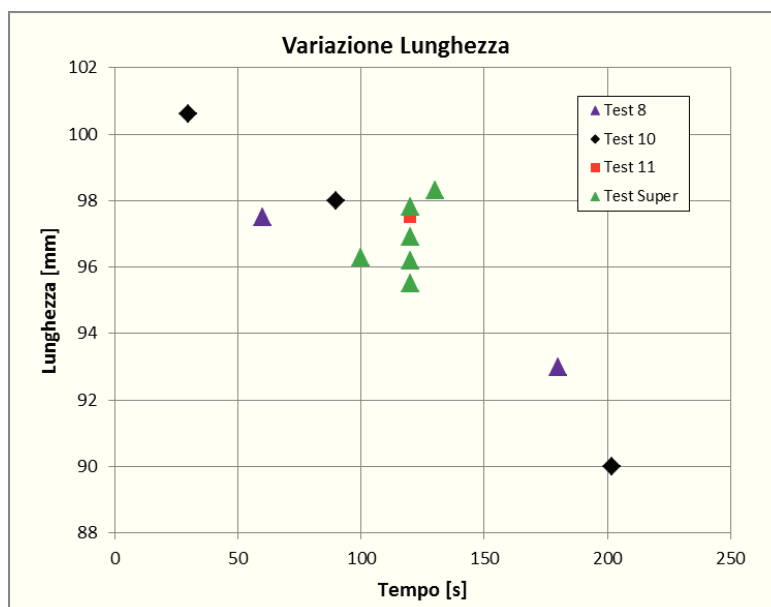


Figura 7.32 – Variazione di lunghezza delle sonde al variare del tempo per lo *short nozzle*

Con la formulazione approssimata di Miller&Sutton (1.86) abbiamo ricavato il rateo di combustione per le due reazioni dominanti, quella che produce CO e quella che produce CO₂, utilizzando i valori di flusso termico ed entalpia ricavati per ogni singola prova effettuata e li abbiamo paragonati ai valori sperimentali che abbiamo ricavato dall'analisi delle immagini termografiche fatte durante ogni prova e a quelli ottenuti sempre sperimentalmente ma valutando il consumo della barra con la (5.2) (Fig. 7.33).

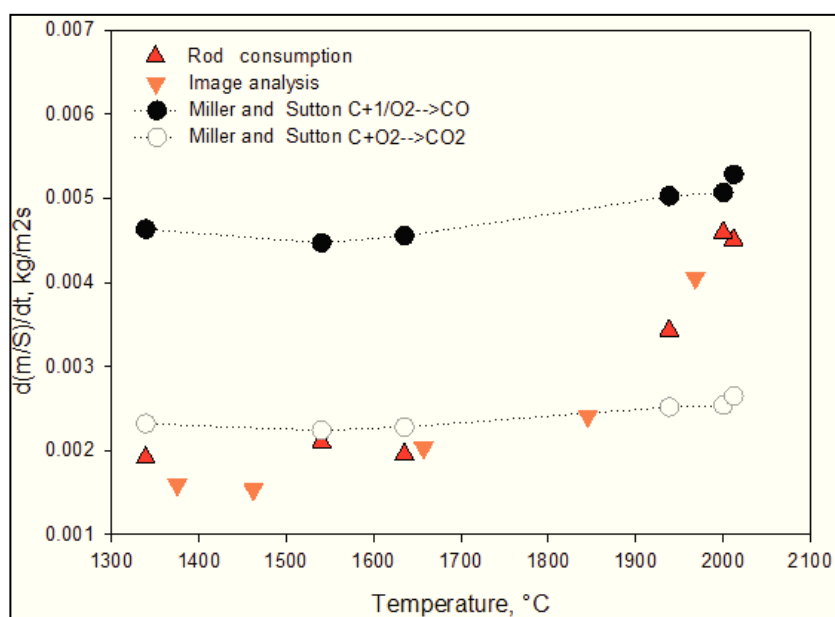


Figura 7.33 – Rateo di combustione al variare della temperatura per lo *short nozzle*

Si osserva che intorno ai 1900 °C si ha uno *shift* dalla reazione $C+O_2 \rightarrow CO_2$ alla $C+1/2O_2 \rightarrow CO$. Ciò potrebbe essere dovuto al ruolo della reazione in fase gassosa con un possibile passaggio dal regime *Frozen/Flame-Attached* al regime *Flame-Detached*.

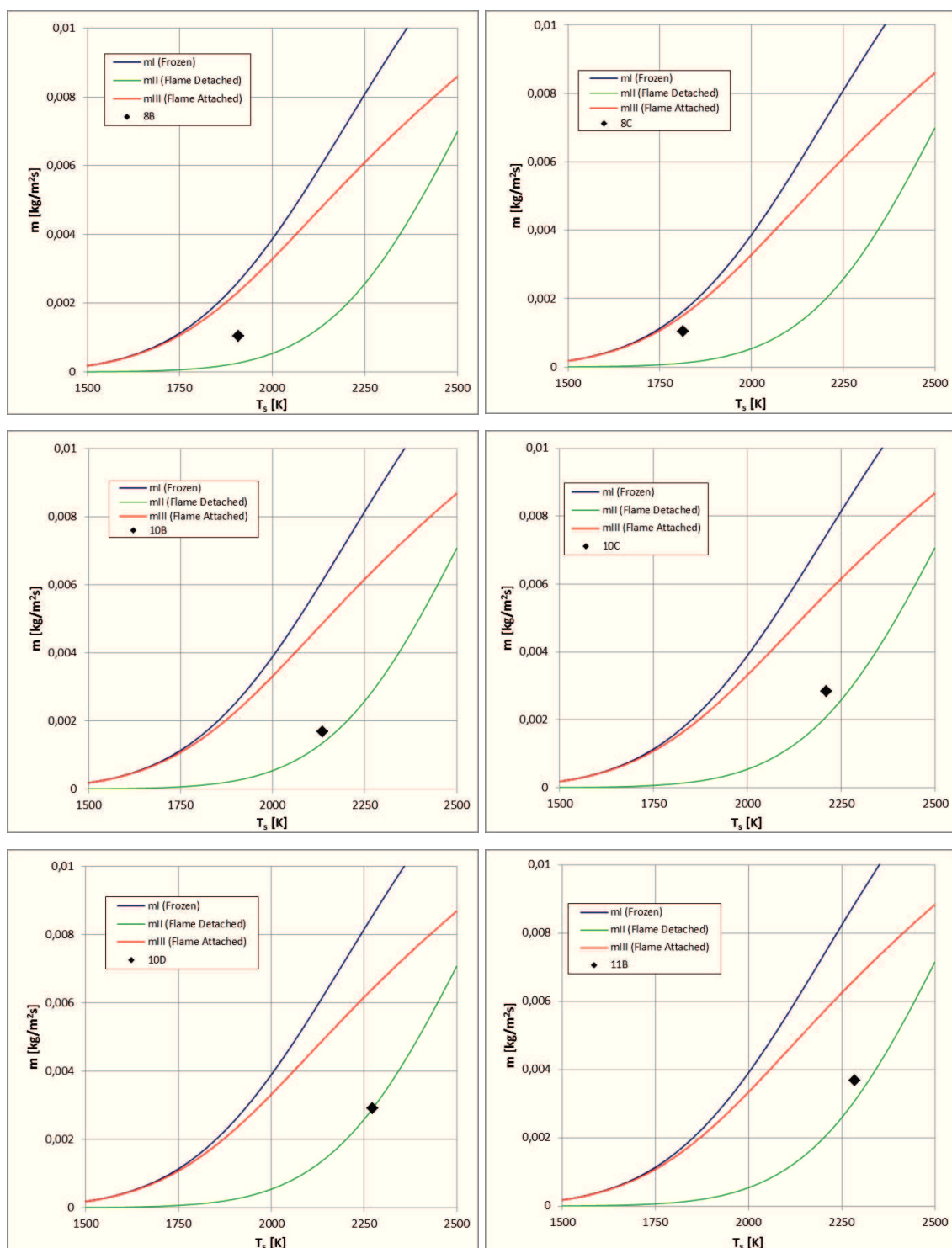


Figura 7.34 – Rateo di combustione al variare della temperatura per lo *short nozzle*

L'analisi dei test basata sulla teoria di A. Makino (Fig. 7.34) conferma che il modo di combustione della sonda in grafite, al crescere della temperatura superficiale T_s , passa dal regime *Frozen/Flame-Attached* a quello *Flame-Detached* e posizionandosi in quest'ultimo per T_s elevate. Si ha pertanto un riscontro con i risultati che abbiamo ottenuto utilizzando la teoria di Miller&Sutton, la quale risulta utilizza parametri termofluidodinamici per la valutazione del rateo di combustione legati soltanto alla corrente diversamente dalla formulazione proposta da A. Makino che tiene conto sia di parametri termofluidodinamici legati alla corrente che parametri legati al corpo.

Utilizzando le formulazione inverse di Miller&Sutton (2.1) e di A. Makino (2.2) riportate nel Capitolo II abbiamo ricavato i valori della concentrazione dell'ossigeno locale per le prove. Il riepilogo dei dati è riportato in Tab. 7.6.

Tabella 7.6 – Valori della concentrazione locale dell'ossigeno con lo *short nozzle*

Test Name	H_{cl_Pope} [MJ/kg]	$\alpha_{Miller\&Sutton}$	α_{Makino}
8B	18,34	0,0696	0,0383
8C	18,19	0,1028	0,0595
10B	25,90	0,1073	0,1224
10C	25,90	0,0902	0,1174
10D	25,90	0,0920	0,0868
11B	36,00	0,1112	0,1032

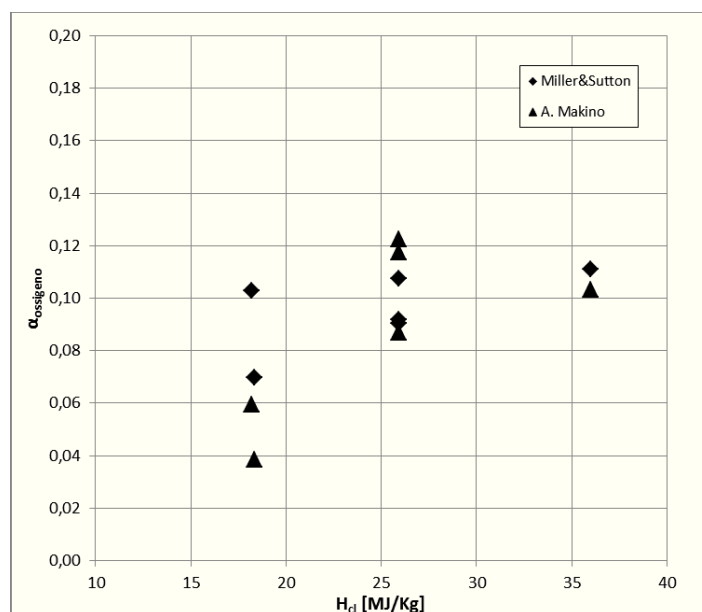


Figura 7.35 – Valori della concentrazione locale dell'ossigeno con lo *short nozzle*

Come si vede dalla Fig. 7.35, utilizzando le formule di Miller&Sutton e di A. Makino riportate nel Capitolo II otteniamo un discreto riscontro tra i due approcci, pur se abbastanza diversi tra loro. I valori di concentrazione di ossigeno risultano essere compatibili con la complessità della configurazione della corrente sulla sonda grafitica (elevati numeri di Mach, sistemi complessi di discontinuità termofluidodinamiche quali onde d'urto, strato limite spesso). Per le considerazioni fatte, tali valori possono essere interpretati, a nostro parere, come indicazione quantitativa della concentrazione locale dell'ossigeno.

7.3.2 Prove in regime ipersonico

Per le prove in regime ipersonico abbiamo valutato la variazione di massa nel tempo delle sonde (Fig. 7.36) così come fatto per le prove in regime supersonico. Si osserva che all'aumentare della durata della prova si ha una maggiore variazione di massa, andamento tuttavia prevedibile.

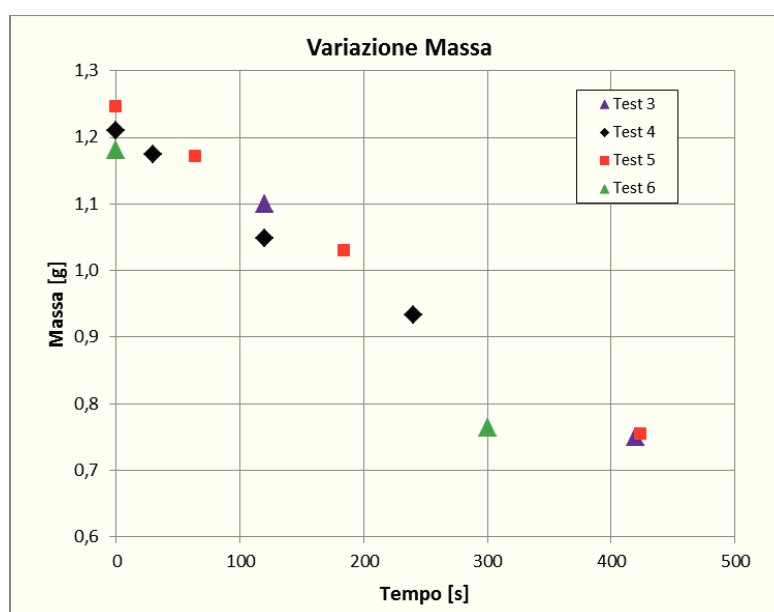


Figura 7.36 – Variazione di massa delle sonde al variare del tempo per il *long nozzle*

Abbiamo valutato anche la variazione di lunghezza delle sonde al variare del tempo (Fig. 7.37), e si è visto che all'aumentare durata della prova si ha una maggiore variazione di lunghezza, in linea con quanto visto precedentemente.

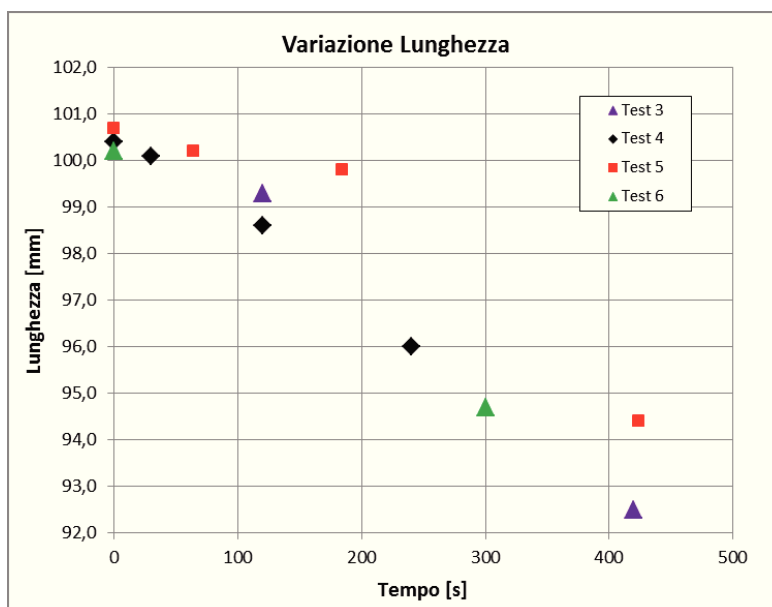


Figura 7.37 – Variazione di lunghezza delle sonde al variare del tempo per il *long nozzle*

Con la formulazione approssimata di Miller&Sutton (1.86) abbiamo ricavato il rateo di combustione per la reazione dominante per le basse temperature in gioco, quella che produce CO_2 , utilizzando i valori di flusso termico ed entalpia ricavati per ogni singola prova effettuata e li abbiamo paragonati ai valori sperimentali ottenuti valutando il consumo della barra (Fig. 7.38).

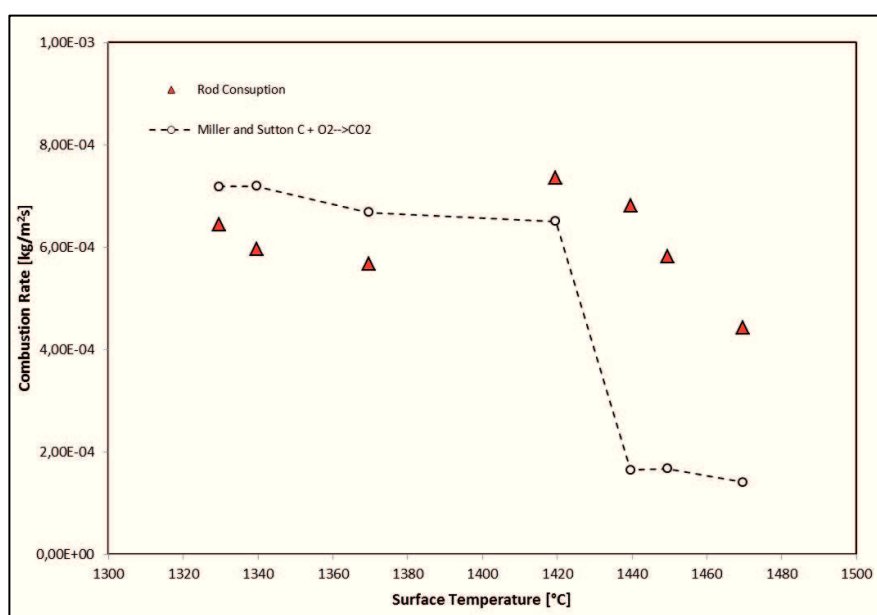


Figura 7.38 – Rateo di combustione al variare della temperatura per il *long nozzle*

Si osserva un buon accordo tra i valori della formulazione proposta da Miller&Sutton con i valori sperimentali ricavati dalle prove. Il rateo di combustione resta sempre nella zona della reazione predominante, ovvero il regime *Frozen/Flame-Attached*.

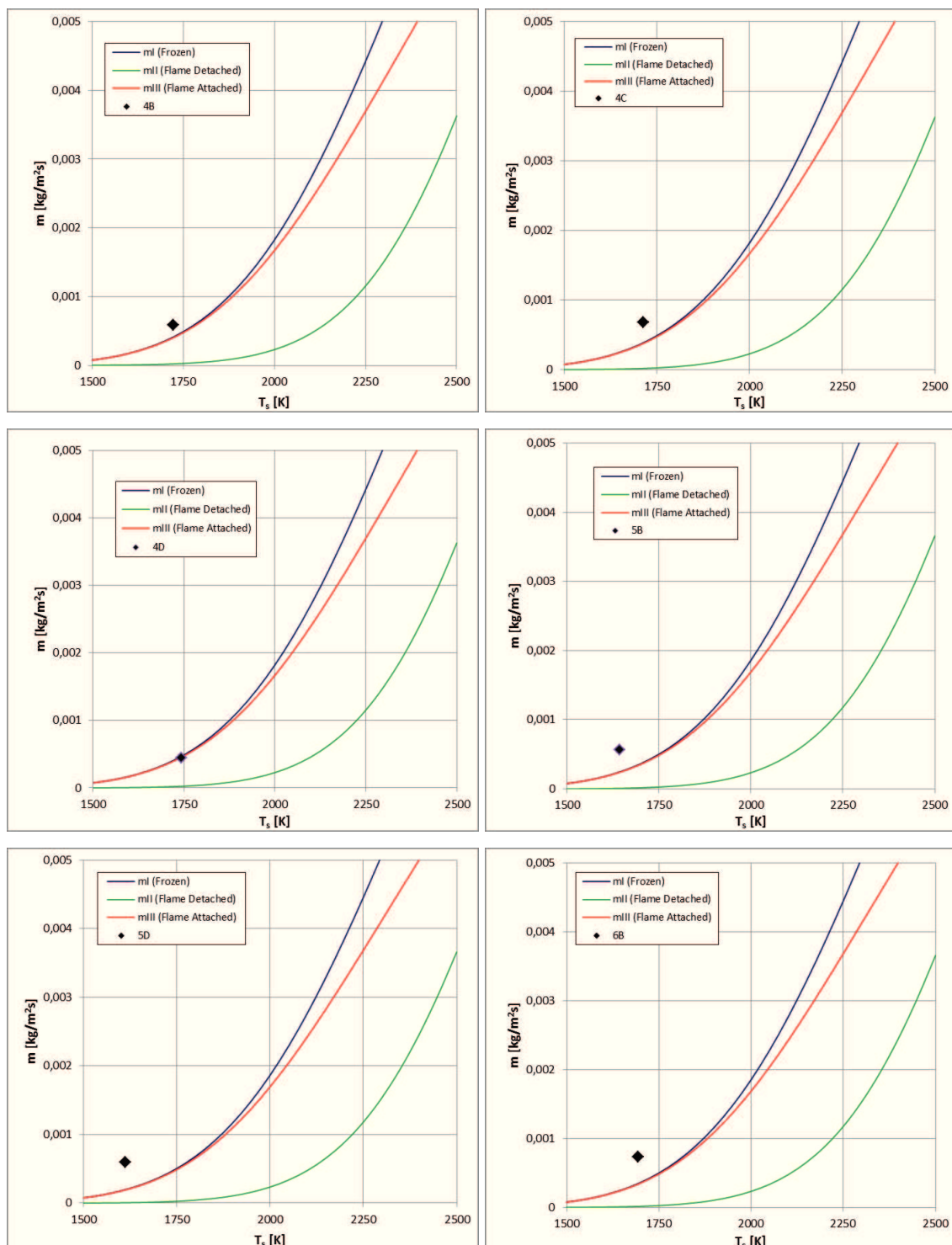


Figura 7.39 – Rateo di combustione al variare della temperatura per il *long nozzle*

Anche nel regime supersonico l'analisi dei test basata sulla teoria di A. Makino (Fig. 7.39) conferma che il modo di combustione della sonda in grafite, al crescere della temperatura superficiale T_s , resta nel regime *Frozen/Flame-Attached*. Si ha pertanto, anche per questo regime di moto, un riscontro con i risultati che abbiamo visto utilizzando la teoria di Miller&Sutton.

7.4 Prova con multisonda - Sviluppo futuro

Come possibile sviluppo futuro è possibile realizzare una multisonda in modo da poter investigare l'interna sezione della corrente e non soltanto il suo asse. In tal senso abbiamo effettuato una prova con una multisonda per apprezzare almeno qualitativamente il fenomeno (Fig. 7.40).

Il test è stato eseguito con una multisonda costituita da 5 barre sottili di grafite con diametro 3 mm e lunghezza 100 mm e disposta in modo verticale rispetto la corrente. Una delle barre, quella centrale, è stata posta in modo tale che ricadesse sull'asse della corrente. Abbiamo utilizzato una videocamera in modo da poter riprendere il test e analizzarlo successivamente. Abbiamo riportato delle immagini della sonda ad istanti di tempo successivi.

Come si può notare, la prima barra che comincia ad riscaldarsi è quella centrale, successivamente, all'aumentare del tempo di permanenza della multisonda in corrente il fenomeno si estende anche barre vicine. Quelle esterne sembrano non essere interessate al fenomeno, forse perché fuori corrente. Questo andamento può essere dovuto anche alla diversa distribuzione dell'entalpia lungo la sezione della corrente, infatti, come detto nel Capitolo VI, l'entalpia presenta un profilo che assume un massimo sull'asse della corrente per poi diminuire man mano che ci si sposta da esso verso l'esterno.

Ciò che abbiamo fatto è soltanto una prima valutazione molto approssimata del fenomeno, riservandoci di effettuare ulteriori test ed analisi più approfondite nel prossimo futuro.

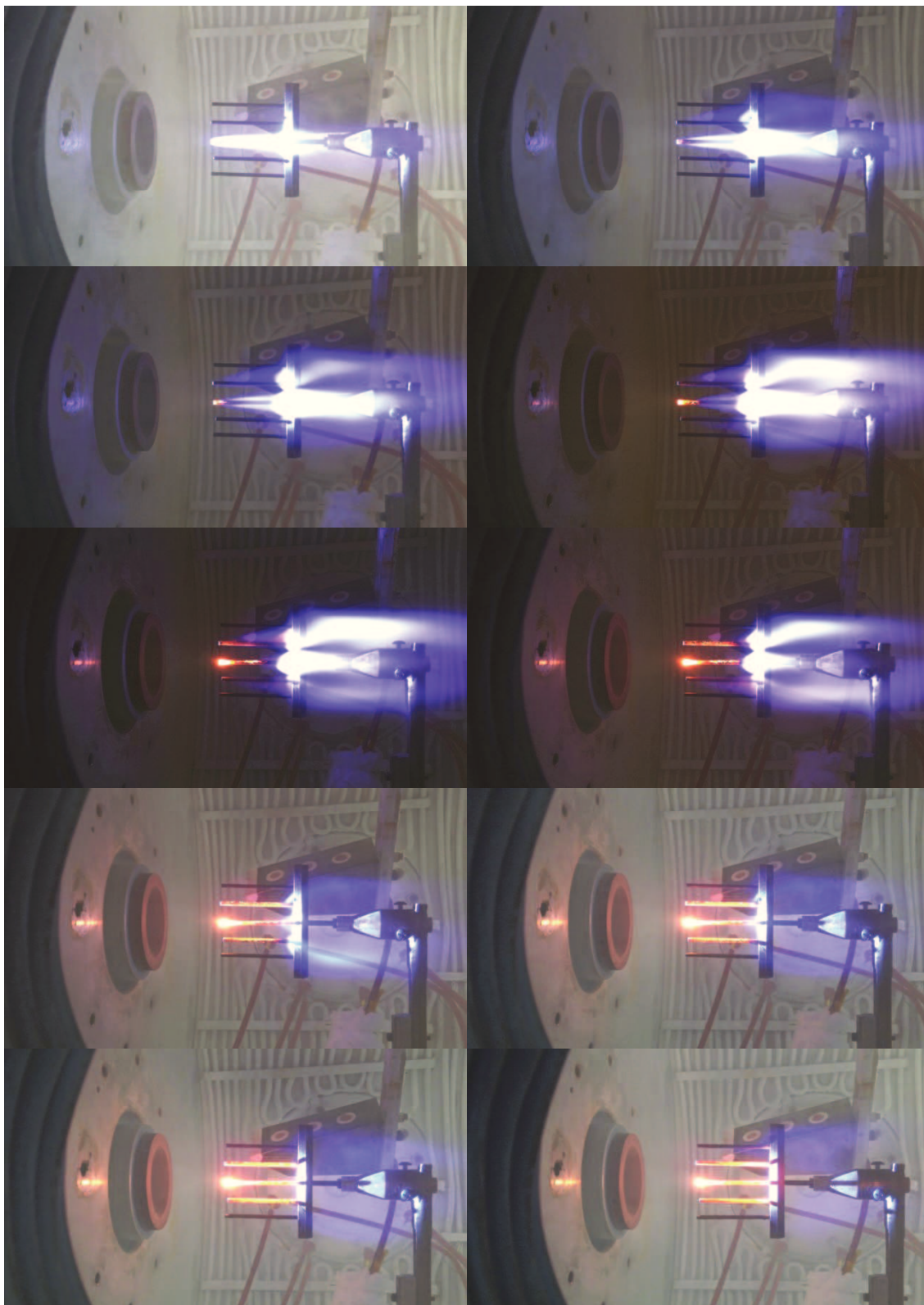


Figura 7.40 – Multisonda ad istanti di tempo successivi

CONCLUSIONI

La galleria ad arco SPES del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università di Napoli Federico II è stata utilizzata per indagare sull'uniformità delle proprietà termofluidodinamiche e della composizione chimica del plasma prodotto, mediante una innovativa sonda in grafite e due metodologie teoriche, dovute a Miller&Sutton e A. Makino.

È stato messo a punto un protocollo sperimentale per la misura della combustione di barre sottili di grafite (3 mm di diametro per circa 100 di lunghezza) in corrente ad alta entalpia sia in regime supersonico che ipersonico. Sono state effettuate misure della temperatura superficiale mediante un pirometro e un termografo, misure di perdita di massa tramite una bilancia elettronica, misure dimensionali mediante un calibro meccanico e un software CAD per la valutazione della superfici, nonché la microscopia elettronica. Inoltre la termografia computerizzata è stata usata anche per validare le misure di velocità di combustione ottenute dalle misure di perdita di massa e dimensionali.

È stata effettuata una caratterizzazione completa della corrente in regime supersonico e ipersonico ad alta entalpia mediante il “*Frozen Sonic Flow Method*”, integrato da misure globali e locali. Allo scopo di calcolare le condizioni termofluidodinamiche locali è stato implementato un codice monodimensionale in Excel che simula il campo fluido e quello sul corpo inclusa la combustione, è stato inoltre utilizzato il software commerciale *FLUENT* per alcune simulazioni del solo campo termofluidodinamico.

È stato indagato un campo di temperature superficiali T_s che copre i regimi *kinetically controlled* e *diffusionally limited* ($1600 < T_s < 2300\text{K}$).

Le principali conclusioni a cui si è giunti sono le seguenti :

- È stata eseguita una verifica quantitativa dell'equivalenza tra l'uso di aria reale e aria simulata, utilizzando la soluzione simile dovuta a G. W. Sutton.
- È stato riscontrato un accettabile accordo quantitativo tra i valori sperimentali e quelli numerici della velocità di combustione ottenibili dalla formulazione di Miller&Sutton, concepita per le condizioni sperimentali qui considerate.

- È stata verificata l'adeguatezza qualitativa e quantitativa della teoria di A. Makino nella previsione della velocità di combustione anche per configurazioni di corrente in regime supersonico e ipersonico su corpi assialsimmetrici, non limitandosi, quindi, al solo punto di ristagno come nella teoria di Miller&Sutton. In particolare mediante la formulazione di A. Makino si è avuto modo di osservare, all'aumentare della temperatura superficiale, il passaggio da condizioni tipiche del regime *Frozen/Flame-Attached* a condizioni tipiche del regime *Flame-Detached*.
- È stato sperimentalmente verificato come l'aumento della concentrazione di ossigeno nella corrente produca un aumento della velocità di combustione.
- Utilizzando in maniera inversa la formulazione di A. Makino si sono ottenuti dei valori di concentrazione di ossigeno compatibili con la complessità della configurazione della corrente sulla sonda grafitica (elevati numeri di Mach, sistemi complessi di discontinuità termofluidodinamiche quali onde d'urto, strato limite spesso). Per le considerazioni espresse, tali valori possono essere interpretati, a nostro parere, come indicazione quantitativa della concentrazione locale dell'ossigeno.
- È ipotizzabile, in particolare, che la diffusione dell'ossigeno nello strato limite sulla sonda sia limitata dall'effetto di ispessimento del corpo dovuto allo strato limite e dalla forte diminuzione della densità del gas (legata all'alta entalpia e alla presenza delle onde d'urto).

RINGRAZIAMENTI

Ringrazio il Prof. Gennaro Zuppari per essere stato il mio tutor e per avermi dato la possibilità di portare a termine il mio dottorato.

Ringrazio l'Ing. Antonio Esposito, mio tutor e mentore, per essermi stato accanto per questi tre anni in maniera assidua incitandomi costantemente, per i suoi insegnamenti e confronti con i quali rendeva sempre vivo il mio interesse, con il suo supporto ho concluso questo percorso che insieme abbiamo iniziato.

Ringrazio l'IRC/CNR nelle persone della Dott.ssa Osvalda Senneca e dell'Ing. Christophe Allouis per la collaborazione avuta per il mio dottorato.

Più che ringraziare voglio menzionare le persone che hanno una parte importante nella mia vita e pur se in alcuni momenti abbiamo avuto piccoli screzi ed incomprensioni siamo ancora qui a viverci.

Enrico Smaldone, amico, fratello, confidente, se penso alla mia vita lo ritrovo in tutti i miei momenti felici, ma anche quelli tristi, insieme abbiamo cominciato a condividere la nostra vita in un'estate di 18 anni fa, i nostri dubbi, le idee, i nostri amori, la frenesia di essere diversi da tutti e tutto, e siamo ancora qui, oggi, a continuare a farlo, indissolubilmente legati, sempre con lo stesso entusiasmo di una volta, e come lui posso finalmente dire che un primo percorso della nostra vita è concluso ma altri ci attendono di diverso tipo ma non ci spaventano affatto...ciammafattenrì.

Anna De Cola, le voglio infinitamente bene e tra vacanze, uscite e casini vari è sempre presente in tutte le foto della mia vita.

Francesco D'Antonio, il mio amante segreto anche se lui non vuole, con il quale ho condiviso tutto tra campi di calcetto, Nando, Arthè, MES.

Fabio Iovinelli, perché i kiokkioloni quando amano non dimenticano.

Pippo, insieme restiamo sempre quelli da aria condizionata nella tipo blu e con il suo modo alternativo di essere è uno dei miei migliori amici da quando ho 14 anni e ogni volta che sto con lui, Tiziana e i loro stupendi figli, Morgana e Mario, dimentico tutto il resto.

Enrico Ambrosio, con il quale abbiamo trascorso un'infinità di giornate in piazza, di serate su un campetto di calcetto e di nottate su fogli gettati su un tavolo.

Luca Moretti, per tutti quei pomeriggi a casa mia a giocare alla play, per le serate trascorse in sala prove a vederlo suonare la batteria, per i pomeriggi nel negozio a riparare pc, per tutte le birre da Nando sognando il futuro, e per tutti quei giorni da quando è dolcemente sposato e papà perché merita la felicità fino all'ultima goccia.

Armando, Marika, Annabice, Salvatore, Daniele, Lilian, zio Peppe, zia Carolina, zio Jack, zia Maddalena per i quali nutro un amore sconfinato.

Stefania, il mio amore, è entrata silenziosamente nella mia vita per poi esplodere in un arcobaleno di emozioni, è stata infinitamente paziente con me in questi anni, in tutti quei Sabato mattina che ho trascorso all'Università, in tutti quei chilometri che ci separano durante la settimana, mi ha aiutato a superare i momenti di stanchezza spingendomi sempre nella direzione giusta, la sua voglia di vita, il suo sorriso, la sua allegria, le sue battute mi hanno riempito di vita di musica rendendola ogni giorno un tomorrow land, i suoi incantevoli occhi li porto sempre con me come un talismano.

Per Aspera Sic Itur Ad Astra

Simbolo	Unità di misura	Significato
A		Numero di Damköhler superficiale ridotto
A^*	m^2	Area di gola
a	1/s	Gradiente di velocità
B	m/s	Fattore di frequenza
c o c_p	J/kg°C o J/kgK	Calore specifico
D		Coefficiente di diffusione
d	m	Diametro
Da		Numero di Damköhler
E	kJ/mol	Energia di Attivazione
$ERFC$	Adimensionale	Funzione degli errori Complementare
f		Funzione di corrente non dimensionale
h_D	m/s	coefficiente di trasferimento massa
H	MJ/kg	Entalpia
I	A	Intensità di corrente
j		1 per corrente assialsimmetrica 0 per corrente bidimensionale
k	W/m°C o W/mK	Conducibilità termica
K_l	W/m²°C o W/m²K	Coefficiente di perdita
\dot{v}	g/s	Portata del gas
\dot{v}	kg/m²s	Rateo di combustione
p	mbar	Pressione
\dot{q}	W/m²	Flusso di calore
r	Adimensionale	Risultato
R	m o mm	Curvatura o Raggio
R_0	J/molK	Costante universale dei gas
S	m^2	Superficie
T	°C o K	Temperatura

Ta	°C o K	Temperatura di attivazione
t	secondi	Tempo
u	Dipende dalla grandezza	Componente della velocità lungo x
V	Volt	Tensione
	m/s	Velocità della corrente
v	Dipende dalla grandezza	Componente della velocità lungo y
W		Peso molecolare
w	m/s	Rateo di reazione
x	m	Distanza
Y		Frazione di massa
Simbolo Greco	Unità di misura	Significato
α	m^2/s	Diffusività termica
	$1/^\circ C$	Coeff. di dilatazione termica
β	Adimensionale	Numero di trasferimento convenzionale
θ	Dipende dalla grandezza	Coefficiente di sensibilità
μ	m^2/s	Viscosità
ν	Adimensionale	Coefficiente stechiometrico
ρ	kg/m^3	Densità
ω	m/s	Rateo di reazione
Pedice	Significato	
1	Materiale 1	
2	Materiale 2	
air	Aria	
C	Carbonio	
exp	Sperimentale	
F	Monossido di carbonio	
f	Flame sheet	

<i>front face</i>	Superficie frontale
<i>g</i>	Fase gassosa
<i>i</i>	i-esimo
<i>ig</i>	combustione
<i>in</i>	Regione interna
<i>m</i>	Misurato
<i>max</i>	Massimo
<i>mean</i>	Medio/a
<i>N</i>	Azoto
<i>O</i>	Ossigeno
<i>out</i>	Regione esterna
<i>P</i>	Diossido di carbonio
<i>s</i>	Superficie
∞	Condizioni a monte

Acronimi

<i>ESA</i>	European Space Agency
<i>HEBDAF</i>	High Enthalpy Blow Down Arc Facility
<i>HLAS</i>	High Level Automation System
<i>LCU</i>	Local Control Unity
<i>MSS</i>	Model Support System
<i>Off-design</i>	Fuori progetto
<i>PWT</i>	Plasma Wind Tunnel
<i>SEM</i>	Scanning Electron Microscope
<i>SPES</i>	Small Planetary Entry Simulator

Bibliografia

- [1] J. D. Anderson, *Introduction to Flight*, McGraw-Hill Fifth Edition
- [2] J. R. Arthur, *Reactions between carbon and oxygen*, Transaction of the Faraday Society, vol. 47, pp. 164-178, 1951
- [3] Auerbach, I., Lieberman, M. L., Lawson, K. E., Pierson, H. O., *Effects of porosity in graphite materials on ablation in arc-heated jets*, Journal of Spacecraft & Rockets, Vol. 14(1), pp. 19-24, January 1977
- [4] Baker, R. L., Covington, M. A., & Rosenblatt, G. M., *The determination of carbon thermochemical properties by laser vaporization*, High Temperature Materials chemistry Symposium, electrochemical Society, Pennington, NJ, pp. 143-154, 1983
- [5] L. F. Cabtree, R. L. Dommett, J.G. Woodley, R.A.E. Farnborough, *Estimation of heat transfer to flat plates, cones and blunt bodies*, Ministry of technology, Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda No. 3637*, July 1965
- [6] G. M. Carlomagno, *Fluidodinamica*, Liguori Editore 2001
- [7] Malcom W. Chase, Jr., *NIST-JANAF thermochemical tables, fourth edition, part I, Al-Co* Journal Physical and chemical reference data, Monograph No. 9
- [8] D. Christensen and R. Buhler, *On the stable shape of an ablating graphite body*, Journal of the aero/space sciences, pp. 54, January 1959
- [9] H. W. Coleman, W. G. Steele, *Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers*, John Wiley & Sons, Inc., 1989
- [10] T. C. Derbidge, J. V. Micaji, *A Gage for Measuring Heat Transfer to the Bore of Electromagnetic Railguns*, IEEE Transaction on Magnetism, Vol. 27, NO. 1 January 1991

-
- [11] E. O. Doebelin, *Measurements Systems: Application and Design*, McGraw-Hill 1966
- [12] Havstad, M. A., & Ferencz, R. M., *Comparison of surface chemical kinetic models for ablative reentry of graphite*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 16(4), pp. 508-515, 2002
- [13] J. P. Holman, *Experimental Methods for Engineers*, McGraw-Hill Seventh Edition
- [14] R. H. Kirchhoff, *Calorimetric Heating-Rate Probe for Maximum-Response-Time Interval*, AIAA Journal Vol. 2, NO.5
- [15] Lundell, J. H., & Dickey, R. R., *Ablation of ATJ graphite at high temperature*, AIAA Journal, Vol. 11(2), pp. 216-222, 1973
- [16] Maahs, H. G., *A study of the effect of selected material properties on the ablation performance of artificial graphite*, NASA TN D-6624, March 1972
- [17] Maahs, H. G., *Ablation performance of glasslike carbons, pyrolytic graphite, and artificial graphite in the stagnation pressure range 0.035 to 15 atmospheres*, NASA TN D-7005, December 1970
- [18] A. Makino, T. Namikiri, and N. Araki, *Combustion rate of graphite in a high stagnation flowfield and its expression as a function of the transfer number*, Symposium (International) on Combustion, vol. 2, pp. 2949–2956, 1998
- [19] A. Makino, T. Namikiri, K. Kimura, *Combustion rates of graphite rods in the forward stagnation field with high-temperature airflow*, Elsevier, Combustion and flame, pp. 743-753, 2003

-
- [20] A. Makino, M. Hojo, M. Shintomi, *Combustion rate of solid carbon in the axisymmetric stagnation flowfield established over a sphere and/or flat plate*, Hindawi, Journal of combustion, Volume 2013, pp. 22, 2013
 - [21] A. Makino, *Mass transfer related to heterogeneous combustion of solid carbon in the forward stagnation region—part 1: combustion rate and flame structure*, in Mass Transfer in Chemical Engineering Processes, J. Marko's, Ed., pp. 251–282, InTech, Rijeka, Croatia, 2011
 - [22] A. Makino, *Mass transfer related to heterogeneous combustion of solid carbon in the forward stagnation region—part 2: combustion rate in special environments*, in Mass Transfer in Chemical Engineering Processes, J. Marko's, Ed., pp. 281–306, InTech, Rijeka, Croatia, 2011
 - [23] Irwin M. Miller and Kenneth Sutton, *An experimental study of the oxidation of graphite in high-temperature supersonic and hypersonic environments*, NASA TN D-3444, Washington D. C., July 1966
 - [24] Alfons Mersmann, *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*, "Adsorption", 6a ed., Wiley-VCH, 2002
 - [25] R. Monti, R. Savino, *Aerodinamica*, Liguori Editore 2001
 - [26] R. Monti, G. Zuppardi, *Aerodinamica Ipersonica*, Liguori 1998
 - [27] Chul Park, George A. Raiche, II, David M. Driver, Joseph Olejniczak, Imelda Terrazas-Salinas, T. Mark Hightower, Takeharu Sakai, *Comparison of enthalpy determination methods for arc-jet facility*, Journal of Thermophysics and Heat transfer, Vol. 20, No. 4, October-December 2006
 - [28] R. B. POPE, *Measurements of enthalpy in low-density arc- heated flows*, AIAA Journal, Vol. 6, No. 1, pp. 103-110, 1968

-
- [29] Maurice Rasmussen, *Hypersonic Flow*, Wiley-Interscience, 1th edition, September 1994
- [30] Philippe Reynier, *Numerical Rebuilding of graphite ablative test cas using KCMA*, 6th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures, Stuttgart, 1-3 April 2009
- [31] G. P. Russo, *Appunti di Aerodinamica Sperimentale*
- [32] A. Sakurai, *Blast Wave Theory*, MRC Technical Summary Report #497, September 1964
- [33] D.L. Schultz, T.V. Jones, *Heat-Transfer Measurement in Short-Duration Hypersonic Facilities*, AGARDograph No.165
- [34] Sutton, G. W., *On the stable shape of a slender ablating graphite body*, Journal of the aero/space sciences, pp. 681-682, October 1959
- [35] Sutton G. W., *The initial development of ablation heat protection: an historical perspective*, Space Chronicle, JBIS, Vol. 59, Suppl. 1, pp. 16-28, 2006
- [36] Wakefield, R. M., & Peterson, D. L., *Graphite ablation in combined convective and radiative heating*, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 10(2), pp. 149-154, 1973
- [37] E. V. Zoby, *Empirical Stagnation-Point Heat-Transfer Relation in Several Gas Mixture at High Enthalpy Levels*, NASA TN D-4799